Die Grundlehren
der
mechanischen Wärmetheorie
nebst
einer Beschreibung der wichtigeren Heißluft-, Gas- und Dampfmaschinen und Anwendung jener Lehren zur Berechnung der Leistungsfähigkeit dieser Maschinen.

Für
Ingenieure, Maschinenbauer und Industrielle, sowie für die Zöglinge höherer gewerblicher oder technischer Anstalten

gemeinfaßlich bearbeitet

von
Robert Röntgen,
Lehrer an der städtischen Gewerbeschule zu Remscheid.

Zweiter Theil:

Theorie der Dämpfe und ihre Anwendung auf die Berechnung der Condensatoren, des Giffard'schen Injectors und der Dampfmaschinen.

Nebst einem Anhange zum I. Theil.

Mit 43 eingedruckten Holzschnitten.

Jena,
Hermann Costenoble.
1874.

Vorrede.

Indem ich dem geehrten Publikum hiermit den zweiten Theil meiner mechanischen Wärmetheorie übergebe, erlaube ich mir, Folgendes vorauszuschicken.

Es war bei der Bearbeitung des ersten Theils meine Absicht, in derselben Art und Weise, wie ich dort die vorzüglichern Heißluft- und Gasmaschinen beschrieben habe, auch in diesem zweiten Theile eine kurze Beschreibung der wichtigern Dampfmaschinensysteme mitzutheilen, die gegenwärtig in der Groß- und Kleinindustrie im Gebrauch sind. Da aber die Literatur über diesen Gegenstand so ausgedehnt ist, daß sowohl der Techniker als auch der Laie im Maschinenfach sich hierüber die weitgehendste Belehrung verschaffen kann, so bin ich von der Ausführung jenes Planes zurückgekommen. Dagegen habe ich es für zweckmäßig erachtet, nicht nur verschiedene Begriffe zu erläutern, die erst neuerdings in die Dampfmaschinenlehre aufgenommen sind, sondern auch auf den gegenseitigen Zusammenhang zwischen den wichtigsten Schieber- und Kolbenstellungen der Dampfmaschinen aufmerksam zu machen und zu zeigen, wie dieselben durch Rechnung ermittelt werden können. Die Kenntniß dieses Zusammenhanges gewährt uns nicht nur einen deutlichen Einblick in das Verhalten des Dampfes im Cylinder, sondern gestattet uns auch

eine genaue und zuverlässige Berechnung der sogenannten indicirten Leistung desselben.

Auch bei Bearbeitung dieses zweiten Theiles war es mein eifrigstes Bestreben, klar und faßlich vorzutragen, das Material zweckmäßig und so zu ordnen, daß besonders der angehende Techniker, für den ja die Arbeit vorzüglich berechnet ist, mit Leichtigkeit Dasjenige herauszufinden vermag, was für ihn vom besonderem Interesse sein dürfte. Dabei habe ich denn, so viel mir bekannt, diejenigen Werke gewissenhaft angeführt, die ich bei jener Ausarbeitung benutzte. — Die Formeln, die den Berechnungen der Dampfmaschine zu Grunde gelegt wurden, sind den Resultaten der mechanischen Wärmetheorie des Herrn Professors Grashof entnommen, obschon die Herleitung derselben eine selbständige ist. Sie scheinen mir von allen, die ich bis jetzt genauer kennen gelernt habe, die besten zu sein, da sie durch die, dem Buche beigegebenen Tabellen nicht nur kurz und demnach in der Anwendung sehr einfach sind, sondern da sie auch, was Vollständigkeit und Genauigkeit anbelangt, nach dem jetzigen Standpunkte unserer Kenntnisse nichts zu wünschen übrig lassen dürften. Ein Zahlenbeispiel über die Berechnung einer Dampfmaschine von bestimmter Leistung, was am Schlusse des Buches enthalten, wird dies zur Genüge darthun. Zu fordern, derartige Berechnungen, wenn sie durchaus zuverlässig sein sollen, in kurzer Zeit und durch Anwendnng einer einfachen Formel abzumachen, ist unverständig, da nicht nur das Verhalten des Dampfes im Cylinder ziemlich verwickelter Natur ist, sondern da auch die Berechnung der Nebenhindernisse manche mühsame Operationen verursacht.

Es sei mir nun noch gestattet, kurz auf Dasjenige in diesem Theile aufmerksam zu machen, was durch meine eigenen Untersuchungen erzielt worden ist. Dahin rechne ich in erster Linie den elementaren Beweis des Satzes, daß in jedem umkehrbaren

Kreisproceß das abgeleitete Wärmegewicht dem zugeleiteten gleich ist und den man als den zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmelehre betrachten kann (siehe Anhang). Im ersten Theile dieses Werkes habe ich den Satznur für den Fall bewiesen, wo das eine Curvenpaar aus isothermischen, das andere aus adiabatischen Linien bestand; die Richtigkeit für andere Fälle wurde nur an einem praktischen Beispiele (Seite 174 u. flgdn. des ersten Theiles) anschaulich gemacht. In diesem Beweise des Satzes, der für alle Fälle paßt, erscheint aber auch der Ausdruck für jenes Wärmegewicht in derjenigen Form, in der er — so viel mir bekannt — zuerst von Clausius und nach ihm von Zeuner in so fruchtbarer Weise angewandt worden. Durch die Auffindung dieses Beweises war es mir nun auch möglich, die Untersuchungen über das Verhalten der Dampf- und Flüssigkeitsmischungen bei ihren Zustandsänderungen nach der adiabatischen Curve mit wissenschaftlicher Begründung durchzuführen und dieselben bei Lösung verschiedener technischer Probleme zu benutzen. So dürften denn hiermit überhaupt die wichtigern Sätze der mechanischen Wärmetheorie in diesem Werke zuerst in elementarer Weise abgeleitet worden sein. Das Verdienst aber, was darin liegt, glaubt der Verfasser für sich in Anspruch nehmen zu dürfen.

Was das andere, durch meine Untersuchungen Erzielte betrifft, so bezieht sich dies auf den elementaren Beweis jenes wichtigen Satzes, daß sich Dampf niederschlägt, wenn er sich arbeitsverrichtend, ohne Zuführung von Wärme, ausdehnt. Bekanntlich fließen aber auch aus dieser Thatsache eine Menge anderer Erscheinungen, die ebenso von hohem technischen Interesse sind.

Möchte es mir denn in diesem zweiten Theile gelungen sein, auch die Eigenschaften der Dämpfe oder vielmehr das Verhalten der Dampf- und Flüssigkeitsmischungen unter verschiedenen Be-

dingungen und die interessante Anwendung dieses Verhaltens zur Lösung verschiedener Probleme dem Techniker und Freunde der Naturwissenschaften klar und anschaulich vor Augen geführt zu haben; ich würde darin eine nicht kleine Genugthuung für den Fleiß und die Mühe erblicken, die ich auch auf die vorliegende Arbeit verwandt habe.

Remscheid, im Oktober 1873.

Röntgen.

Inhaltsverzeichniß.

Erster Abschnitt.

Zweiter Abschnitt.

Dritter Abschnitt.

Vierter Abschnitt.

Fünfter Abschnitt.

Anhang.

Berichtigungen.

Seite 39, Zeile 12 von oben: einem statt einen.
Seite 51, Zeile 6 von unten: unserer statt unseres.
Seite 54, Zeile 4 von unten: 1,649 statt 0,649.
Seite 54, Zeile 3 von unten: $s = 1{,}65$ statt $s = 0{,}65$.
Seite 56, Zeile 12 von oben: = statt —.
Seite 59, Zeile 9 von oben: eine statt einen.
Seite 63, Zeile 5 von oben: der Figur statt des Figur.
Seite 69, Zeile 10 von oben: 1 Klgr. Dampf statt 1 Klgr. Wasser.
Seite 84 ist überall zu lesen $\frac{c}{A} \log nat \frac{273 + t}{273}$ und $\frac{c}{A} \log nat \frac{T}{273}$ statt: $\frac{c}{A} \log nat \frac{273 + 0}{273 + t}$ und $\frac{c}{A} \log nat \frac{273}{T}$ (Vergl. Anhang, Seite 321).
Seite 85 ist zu lesen: $\frac{c}{A} \log nat \frac{273 + t_1}{273}$ und $\frac{c}{A} \log nat \frac{T_1}{273}$ statt: $\frac{c}{A} \log nat \frac{273}{273 + t_1}$ und $\frac{c}{A} \log nat \frac{273}{T_1}$.
Seite 86, Zeile 10 von unten $\frac{c}{A} \log nat \frac{T_2}{273}$ statt $\frac{c}{A} \log nat \frac{273}{T_2}$.
Seite 108, Zeile 4 von oben: für das Dampfgewicht statt für das specifische Volumen.
Seite 112, Zeile 14, von oben: Seite 109 statt Seite 100.
Seite 120, Zeile 4, von oben: Dampfgewicht statt Dampfvolumen.
Seite 161, Zeile 12 von oben: der statt des.
Seite 174, Zeile 3 von unten: in den Raum E statt in den Raum.
Seite 175, Zeile 11 von oben: p_0 statt q_0.
Seite 176, Zeile 13 von oben: $4{,}43 \sqrt{\sigma (p - p_0)}$ statt $4{,}43 \sqrt{\sigma (p - p_1)}$.
Seite 177, Zeile 12 von oben: $(q_1 - q_0) G_0$ statt $(q_1 - q_0) G_1$.
Seite 207, Zeile 1 von unten: den statt der.
Seite 230, Zeile 13 von oben: Summand statt Summund.
Seite 236, Zeile 11 von unten: Bei Condensationsmaschinen statt Condensationsmaschinen.
Seite 245, Fig. 35 gelten die feinen Linien für Kolben und Kolbenstange nicht.
Seite 248, Zeile 6 von unten: dem statt den.
Seite 267, Zeile 5 von oben: ist der Bruchstrich vergessen.
Seite 268, Zeile 4 von unten: 0,9358 statt 0,9368.
Seite 292, Zeile 8 von oben: 0,305 t statt 0,315 t.

Erster Abschnitt.

Von den Wirkungen der Wärme bei der Verdampfung. Allgemeine Eigenschaften der Dämpfe. Spannung der gesättigten Dämpfe.

Von den verschiedenen Wirkungen der Wärme bei der Verdampfung.

Von allen Untersuchungen, die bis jetzt über das Verhalten der Körper zu einander angestellt worden sind, dürften wohl keine von größerer Bedeutung gewesen sein, als diejenigen, die sich auf die Erforschung der Eigenschaften des Wasserdampfes beziehen. In der That bildet die genaue Kenntniß der Verhaltens dieses Dampfes die Grundlage zur Construction der Dampfmaschine, einer Maschine, die von unberechenbarem Nutzen für die Menschheit geworden ist.

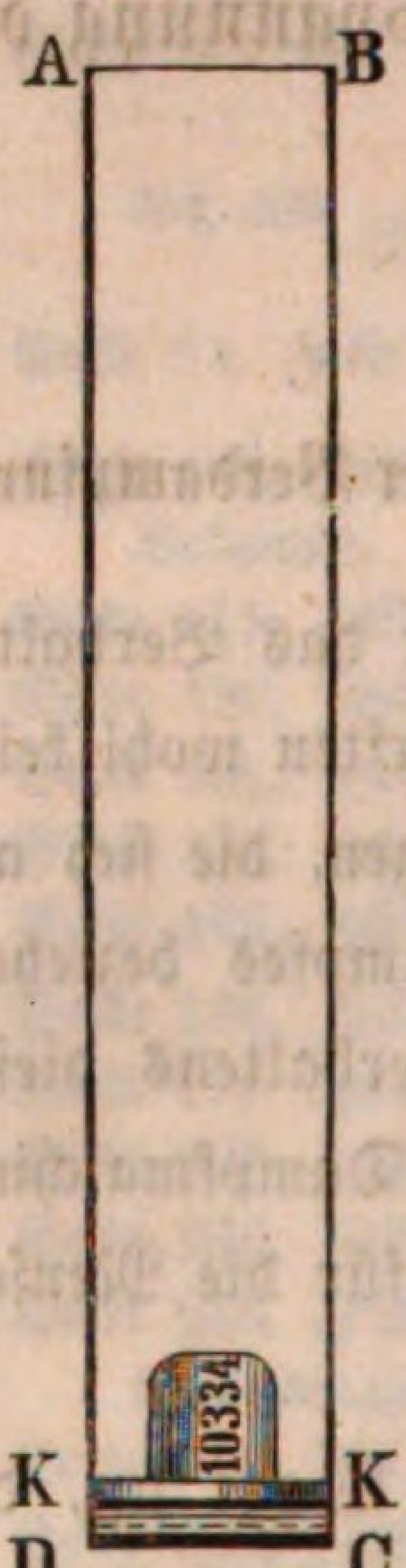
Aber wie viel auch von dem unsterblichen Watt an, der uns jene Maschine beinahe in ihrer jetzigen Vollkommenheit überliefert hat, bis zu Regnault, einem der geschicktesten und verdienstvollsten Physiker der Gegenwart hin, zur Erforschung jener Eigenschaften geschehen ist, Verschiedenes mußte doch unbekannt bleiben, weil zu jener Zeit, als man sich mit diesen Unter-

suchungen beschäftigte, die Prinzipien der mechanischen Wärmetheorie entweder gar nicht oder doch nur wenig bekannt waren

Es wird uns nicht schwer werden, unsere Leser auf Dasjenige aufmerksam zu machen, was bis dahin verborgen bleiben mußte, was aber den Schlüssel zur Erklärung einer Menge anderer Erscheinungen abgibt, die von großem wissenschaftlichem und technischem Interesse sind. Wir kommen dabei noch einmal auf den Versuch zurück, den wir Seite 133 u. d. flgdn. des I. Theiles beschrieben haben.

Es sei also wieder A B C D Fig. 1 ein hohler Cylinder von 1 □Mtr. Querschnitt. Auf dem Boden C D desselben befinde sich 1 Kubikdcm. = 0,001 Kbkm. = 1 Liter, oder dem Gewichte nach 1 Klgr. Wasser von 0°. Unmittelbar auf der Oberfläche des Wassers ruhe der Kolben K K, von dem wir annehmen, er sei gewichtlos und schließe an die Cylinderwände luft- und dampfdicht an; über demselben sei der Cylinder luftleer.

Fig. 1.



Denken wir uns, der Kolben sei mit einem Gewichte von 10334 Klgr. belastet. Statt dessen dürfen wir auch bekanntlich annehmen, auf demselben laste der gewöhnliche Luftdruck, der ja bei 0° Temperatur und 760 Millimeter Barometerstand 10334 Klgr. pro Quadratmeter beträgt.

Wir führen nun dem Wasser so lange Wärme zu, bis seine Temperatur auf 100° steigt. Bis dahin hat sich aus demselben noch kein Dampf entwickeln können; dies geschieht aber, wenn man nunmehr mit der Wärmezuführung weiter fortfährt. Der Kolben wird dabei gehoben und das Gewicht von 10334 Klgr. natürlich durch eine gewisse Strecke fortgeschafft. Ist alles Wasser

in Dampf verwandelt worden, so steht der Kolben circa 1,650 Mtr. über dem Boden des Cylinders.

Bei diesem anscheinend einfachen Versuche können wir vom Standpunkte der mechanischen Wärmetheorie aus verschiedene Vorgänge unterscheiden.

Zuerst wird das Wasser erwärmt, es vermehrt sich also die Schwingungsgeschwindigkeit der Moleküle desselben. Hat das Wasser eine Temperatur von 100° erreicht, so ist eine weitere Erwärmung nicht möglich; jene Geschwindigkeit ist aber nunmehr so groß geworden, daß jede weitere Zuführung von Wärme nicht nur die Moleküle trennt, ihre Anziehung, vermöge welcher sie bis dahin eine flüssige Masse bildeten, aufhebt, sondern ihnen auch eine fortschreitende Bewegung ertheilt, wie sie die Moleküle der gasförmigen Körper im gewöhnlichen Zustande besitzen. Durch diese fortschreitende Bewegung prallen sie gegen den Kolben und heben denselben so lange, bis alles Wasser verdampft ist. — Zu dieser Ueberführung des Wassers in den dampfförmigen Zustand, zu dieser Aufhebung jener Kräfte, mit welcher bis dahin die Moleküle verbunden waren, ist aber, wie wir dies schon im ersten Theile gehört haben, eine bedeutende Wärmemenge erforderlich.

Ferner wird nun auch das Gewicht von 10334 Klgr. auf die Höhe von 1,65 Mtr. gehoben. Das entspricht einer mechanischen Arbeit von $10334 \times 1{,}65 = 17051$ Mtrklgr., und diese Arbeit muß offenbar auch von der Wärme verrichtet worden sein. Da eine Arbeit von 424 Mtrklgr. einer Wärmeeinheit äquivalent ist, so muß jene Arbeit von 17051 Mtrklgr. eine Wärme von $\frac{17051}{424} = 40{,}2$ Calorien beansprucht haben. Am Ende des Versuchs muß also die im Dampfe enthaltene Wärme gerade um diesen Betrag geringer sein, als diejenige, welche zur Ausführung des ganzen Prozesses nothwendig war. Dieser Umstand

ist es, auf den wir hier besonders aufmerksam machen wollten; aus ihm fließen eine Menge anderer Thatsachen über das Verhalten der Dämpfe, die bis dahin entweder nicht erkannt oder doch falsch erklärt worden sind. So besitzt z. B. der Dampf, den eine Dampfmaschine pro Hub beansprucht, am Ende des Hubes nicht mehr die Wärme, die er im Kessel hatte, und zwar muß die verloren gegangene Wärme der geleisteten Arbeit äquivalent sein. Wie wir im ersten Theile gehört haben, ist dies auch durch Hirns sorgfältige und scharfsinnige Versuche bewiesen worden. Hätte sich das Wasser bei der Erwärmung von 0 auf 100° ziemlich stark ausgedehnt — was bekanntlich durchaus nicht der Fall ist — so würde jene äußere Arbeit von 10334 × 1,65 Mtrklgr. zum Theil bei jener Erwärmung geleistet worden sein.

Wenn man die Arbeit von 17051 Mtrklgr., die man auch wohl die äußere Arbeit des Dampfes nennen könnte, mit derjenigen vergleicht, welche zur Aufhebung der Molekularkräfte erforderlich war, so findet man einen nicht unbedeutenden Unterschied. So hat man in dem vorliegenden Falle nicht weniger als 496,3 Wärmeeinheiten nöthig, um aus dem flüssigen Wasser dampfförmiges zu bereiten. Diese Wärmemenge aber repräsentirt eine mechanische Arbeit von 496,3 × 424 = 210431 Mtrklgr., und doch handelt es sich hier bloß um die Aufhebung der Molekularkräfte von einem Kilogramm Wasser. In der That sind hiergegen jene Wirkungen, welche durch die Kraft der Schwere hervorgebracht werden, als sehr klein zu bezeichnen. Sollte z. B. eine Wassermasse von 1 Kbkm. = 1000 Klgr. dieselbe Arbeit leisten, wie jene Wärme, so müßte diese Masse von einer Höhe von $\frac{210431}{1000} = 210{,}431$ Mtr. hinunter fallen.

Es entsteht nun die Frage, wie kann die Wärme bestimmt werden, welche zu den einzelnen Vorgängen bei jener Umwandlung des Wassers erforderlich war. Durch direkte Ermittelung

der vom Brennmaterial gelieferten Wärme während der Erwärmung und Verdampfung des Wassers ist dies weniger genau möglich. Mit weit größerer Genauigkeit erhält man dieselbe, wenn man den umgekehrten Weg einschlägt, d. h., wenn man ermittelt, wie viele Wärmeeinheiten wieder frei werden, wenn sich der Dampf niederschlägt oder condensirt. Verwenden wir nämlich zu einer derartigen Condensation eine große Menge kalten Wassers, so erfolgt die Niederschlagung sehr schnell, es wird auf diese Weise alle Wärme an das zur Condensation verwendete Wasser abgegeben, während durch Ausstrahlung und Leitung nur ein unbedeutender Theil verloren geht. Nehmen wir z. B. an, wir hätten zu jener Condensation 2545 Klgr. Wasser von 0^0 angewandt und gefunden, daß nach vollständiger Verdichtung des Dampfes die Temperatur jenes Wassers um $\frac{1}{4}^0$ gestiegen sei, auch die Temperatur des aus dem Dampfe erzeugten Wassers $\frac{1}{4}^0$ betrage, so würden wir offenbar aus folgender Gleichung die im Dampfe enthaltene Wärme berechnen können:

$$x - \frac{1}{4} = \frac{1}{4} \times 2545$$

in welcher x die Menge der Wärmeeinheiten darstellt, die der Dampf besitzt. Es ist daraus

$$x = 636{,}5 \text{ Calorien.}$$

Es ist klar, daß bei diesem umgekehrten Versuche, also beim Niederschlagen des Dampfes durch kaltes Wasser, diejenige Wärme wieder entsteht, welche vorhin beim Emporheben des Gewichtes verschwunden war; es findet sich also diese Wärme bei der Gesammtwärme des Wassers wieder.

Nehmen wir nun an, wir hätten oben zur Erwärmung des Wassers von 0 auf 100^0 hundert Wärmeeinheiten nothwendig gehabt (wir werden alsbald hören, daß diese Zahl etwas zu klein ist), so würden demnach zur Aufhebung der Molekularkräfte des Wassers und zur Hebung des Gewichtes 636,5 — 100

= 536,5 Wärmeeinheiten verbraucht worden sein. Hiernach vertheilt sich also die Gesammtwärme auf die einzelnen Vorgänge bei unserm Versuche wie folgt.

Es kommen:

1. Auf die Erwärmung des Wassers von 0 bis 100°:	100 W. E.
2. Auf die Aufhebung der Molekularkräfte desselben:	496,3 " "
3. Auf das Emporheben des Gewichtes von 10334 Klgr. auf die Höhe von 1,65 Mtr.:	40,2 " "
Im Ganzen:	636,5 W. E.

Wenn wir nun hiermit auf den Umstand aufmerksam gemacht haben, der bis dahin den Physikern, die sich mit der Ermittelung der Erscheinungen bei der Verdampfung beschäftigt haben, entgehen mußte, da zu ihrer Zeit die Prinzipien der mechanischen Wärmetheorie zum Theil gar nicht bekannt waren, so entsteht nunmehr die Frage, sind überhaupt für uns ihre Bestimmungen ganz werthlos, oder sind ihre Versuche doch in einer solchen Weise angestellt, daß wir daraus jene Fragen, welche für uns Interesse haben, wohl zu beantworten vermögen? Das letztere ist nun entschieden zu bejahen. Es gilt dies insbesondere auch von jenen umfassenden, mit großen und sorgfältig construirten Apparaten angestellten Versuchen Regnaults, die an Genauigkeit alle anderen Versuche derselben Art, die bis dahin von anderen Physikern angestellt wurden, übertreffen. Die Experimente, die dieser ausgezeichnete Gelehrte über den Wasserdampf — sowie auch über andere Dämpfe — angestellt hat, beziehen sich nicht nur auf die genaue Ermittelung derjenigen Wärme, welche erforderlich ist, um beispielsweise 1 Kilogramm Wasser von 0° und unter einem bestimmten Drucke auf irgend eine Temperatur zu erhöhen, oder um 1 Kilogr. Wasser von 0° unter denselben Verhältnissen vollständig in Dampf zu verwandeln, sondern auch auf die sorgfältige Bestimmung der Spannung des Dampfes, der bei irgend einer Temperatur aus

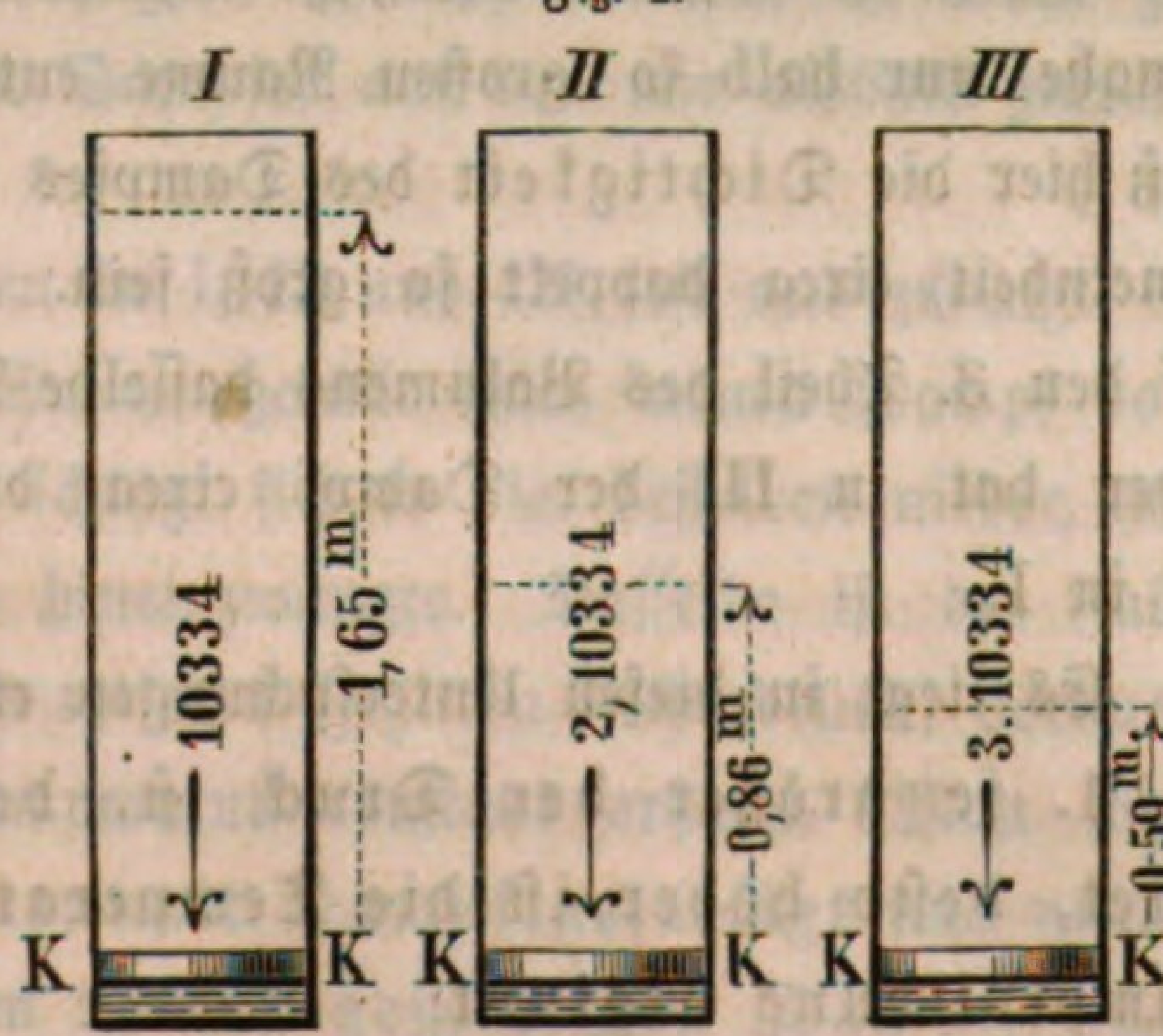
dem Wasser entsteht. Es liegt nicht im Zwecke dieses Buches, die Apparate ausführlich zu beschreiben, die unser Physiker zu seinen denkwürdigen Versuchen benutzte, auch vermögen wir nicht genauer einzugehen auf jene höchst geistreichen Methoden, die seinen Untersuchungen zu Grunde liegen, — es gehört dies in ein Lehrbuch der Experimentalphysik*) — wir werden nur im Ungefähren einzelne seiner Versuche anführen, um zu zeigen, daß dieselben recht wohl auch die Grundlage zu unseren Ermittelungen bilden können.

Bevor dies geschieht, wollen wir auf die Haupteigenschaften der Dämpfe und auf die verschiedenen Arten derselben aufmerksam machen.

Allgemeine Eigenschaften der Dämpfe. Gesättigter und überhitzter Dampf.

Es seien I, II, III, Fig. 2, prismatische oder cylindrische Gefäße von 1 □Mtr. Querschnitt. In jedem derselben sei 1 Klgr. Wasser enthalten; die Kolben KK mögen anfänglich direkt auf der Oberfläche des Wassers liegen und luft- und dampfdicht an die Cylinderwände anschließen. Der Kolben in I sei mit 10334, der in II mit 2. 10334 und der in III mit

Fig. 2.



*) Am ausführlichsten handelt Wüllner in seiner Experimentalphysik über die Versuche Regnault's. In Eisenlohr's Physik findet man eine hübsche Auseinandersetzung seiner Bestimmungen über die Spannung des Dampfes.

3 . 10334 Klgr. belastet; im Uebrigen seien die Cylinder luftleer.

Damit der Kolben in I sich zu heben beginne, also die Verdampfung des Wassers erfolge, muß letzteres bis auf 100° erwärmt werden; in II erfolgt erst eine Hebung des Kolbens bei einer Erwärmung von 120,6 und in III eine solche bei 134° circa.

Ist alles Wasser in den drei Cylindern in Dampf übergegangen, so hat sich in I der Kolben auf eine Höhe von 1,65, in II von 0,86 und in III von 0,59 Mtr. erhoben. In I sind also aus 1 Klgr. = 0,001 Kbm. Wasser 1,65 Kbm., in II aus demselben Wasservolumen 0,86 und in III 0,59 Kbm. Dampf entstanden. In I würden also aus 1 Kbm. Wasser 1650 Kbm. Dampf von 100°, in II 860 Kbkm. Dampf von 120,6 und in III endlich 590 Kbkm. Dampf von 134° enstehen. Die Zahl, welche anzeigt, wie viel Kubikmeter Dampf aus 1 Kbkm. Wasser entstehen, heißt *specifisches Dampfvolumen*. Dasselbe beträgt also in I: 1650; in II: 860 und in III: 590.

Da in II dasselbe Dampfgewicht (nämlich 1 Klgr.) in einem beinahe nur halb so großen Raume enthalten ist, als in I, so muß hier die *Dichtigkeit* des Dampfes (das Gewicht der Volumeneinheit) circa doppelt so groß sein. In III kommt beinahe auf den 3. Theil des Volumens dasselbe Dampfgewicht wie in I, daher hat in III der Dampf circa die dreifache Dichtigkeit als in I.

Es liegt in diesen Untersuchungen etwa Folgendes:

1. *je größer der Druck ist, der auf dem Wasser lastet, desto höher ist die Temperatur, bei welcher die Dampfbildung beginnt;*

2. *da der Dampf dem auf dem Wasser lastenden Drucke das Gleichgewicht hält, so folgt daraus, daß sich bei höheren Temperaturen Dampf von größerer Spannung aus dem Wasser bildet, als bei niedrigern;*

3. aus einem gewissen Wasservolumen entsteht bei einer gewissen Temperatur ein bestimmtes unveränderliches Dampfvolumen:

(Das Verhältniß dieses Dampfvolumens zu dem Wasservolumen, aus welchem es entstanden ist, also das sogenannte specifische Dampfvolumen, muß um so geringer sein, je höher die Temperatur des Dampfes ist.)

4. die Dichtigkeit des Dampfes ist bei höheren Temperaturen größer als bei niedrigern;

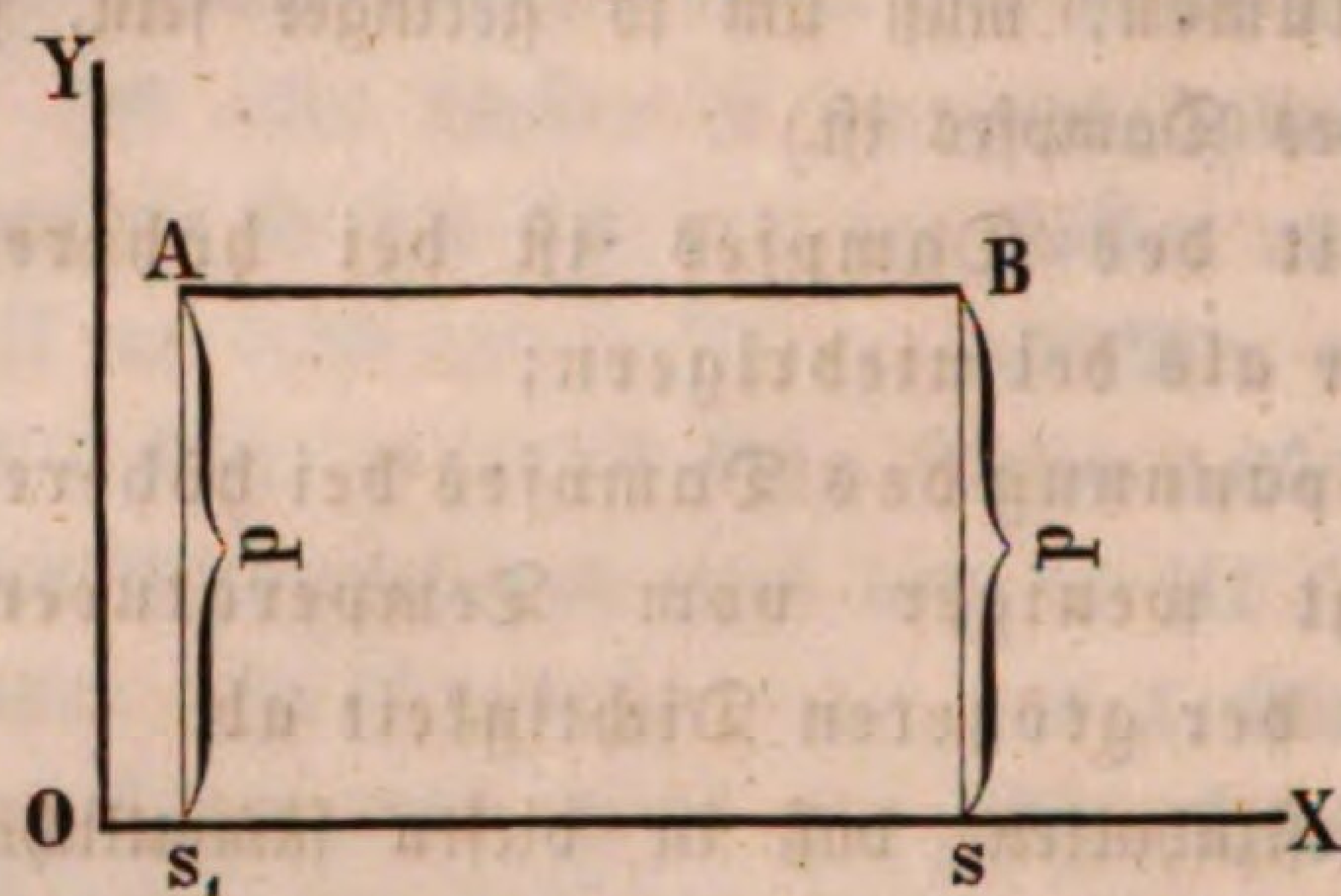
5. die größere Spannung des Dampfes bei höheren Temperaturen hängt weniger vom Temperaturenunterschiede, als von der größeren Dichtigkeit ab.

Wir haben hier festzuhalten, daß in diesen sämmtlichen Untersuchungen der Dampf sich direkt aus dem Wasser bildete, daß Dampf und Wasser bis zu dem Augenblicke mit einander in Berührung waren, wo eben das letzte Flüssigkeitstheilchen verdampfte. — Dieser Dampf, den wir auch aus Gründen, die uns alsbald klar werden, gesättigten Dampf nennen, ist wohl zu unterscheiden von anderm Dampfe, auf den wir alsbald zurückkommen werden.

Hält man die Kolben in I, II und III fest und zwängt in die Räume, welche mit Dampf gefüllt sind, neuen Dampf von derselben Temperatur, so schlägt sich so viel desselben nieder, als man dem Gewichte nach hineinzwängte. Dasselbe ist der Fall, wenn man die Kolben in unseren Figuren niederdrückt, vorausgesetzt, daß man die Temperatur constant erhalte. Man sagt deßhalb, jene Räume seien mit Dampf gesättigt und nennt den in ihnen enthaltenen Dampf gesättigten Dampf, auch Dampf, der auf dem Sättigungs- oder Condensationspunkte steht. — Der gesättigte Dampf unterscheidet sich hiernach wesentlich von den permanenten Gasen dadurch, daß er bei constanter Temperatur nicht auf einen kleinern Raum zusammen-

gedrückt werden kann; geschieht dies, so schlägt sich ein Theil davon nieder, aber die Spannung des Dampfes bleibt dieselbe. Stellt also z. B. O s, Fig. 3, beispielsweise das Dampfvolumen von 1,65 Kbkm. dar, welches im Gefäße I aus 1 Klgr. Wasser entstand, ist s B = p die Spannung desselben (10334 Klgr. pro □Mtr.) und wird nun durch Zusammendrückung dies Volumen allmälig verringert, so bleibt — wie gesagt, unter der Bedingung, daß die Temperatur constant erhalten werde — die Spannung p dieselbe; der Endpunkt B der Ordinate s B durchläuft also die Linie B A. Ist aller Dampf in Wasser verwandelt worden, so haben wir schließlich 1 Klgr. Wasser von 100°, welches den Raum O s_1 von 0,001 Kbm. einnimmt. Die gerade Linie B A, welche der Abscissenachse O X parallel läuft, repräsentirt also das Gesetz der Zustandsänderung des Dampfes, wenn er bei gleichbleibender Temperatur zusammengedrückt wird. Verdampfen wir umgekehrt das 1 Klgr. Wasser von 100° wieder bei constantem Drucke p, so durchläuft der Endpunkt B der Ordinate s B die Linie A B in umgekehrter Richtung von A nach B. Wir werden im III. und V. Abschnitt hierauf zurückkommen. — Es erhellet leicht, daß man bei der Zusammendrückung des Dampfes so viel Wärme ableiten muß, um die Temperatur constant zu erhalten, als bei der Entstehung des Dampfes zugeleitet wurde. Seite 5.

Fig. 3.



Denken wir uns nun weiter, der Dampf in I, Fig. 2 werde erwärmt, so dehnt er sich bei gleichbleibender Spannung aus

während seine Temperatur zunimmt. Berücksichtigen wir aber nun, daß derselbe von dem Augenblicke der Ausdehnung an mit keinem Wasser mehr in Berührung ist. Der Dampf tritt nun aus dem gesättigten Zustande heraus und da er bei derselben Spannung eine höhere Temperatur besitzt, als der gesättigte Dampf, so nennt man ihn überhitzt. Wir können hiernach sagen:

Ueberhitzter Dampf ist solcher, der bei derselben Spannung eine größere Temperatur und ein größeres specifisches Volumen hat, als gesättigter Dampf.

Je mehr der Dampf überhitzt wird, desto mehr nähert er sich in seinem Verhalten dem eines permanenten Gases; aber erst ziemlich weit vom Sättigungspunkte sind seine Eigenschaften denjenigen eines solchen Gases gleich.

Werden die Kolben in I, II, III festgehalten und wird den in den Gefäßen enthaltenen Dämpfen mehr Wärme zugeführt, so steigt nun mit der Temperatur auch die Spannung derselben. Die Dämpfe gehen also in den überhitzten Zustand über. Soll aber in I die Spannung des Dampfes beispielsweise etwa auf das Doppelte steigen, so muß die Temperatur ungleich größer werden, als 120,6°. Wir verstehen hiernach unter überhitztem Dampfe auch solchen, der bei demselben specifischen Volumen eine höhere Spannung und eine höhere Temperatur besitzt als gesättigter Dampf.

Fig. 4.



Es möge sich nun unter dem Kolben K K, Fig. 4, hochüberhitzter Dampf befinden. Wir drücken den Kolben nach unten. Das Verhalten des Dampfes ist anfänglich dem eines permanenten Gases gleich. Erhalten wir also die Temperatur auf gleicher Höhe, so wächst die Spannung in demselben Verhältniß, wie sich das Volumen vermindert. Die Zustandsänderung

findet also nach dem Mariotte'schen Gesetze statt. Wird die Wärme nicht abgeleitet, so vermehrt sich die Spannung in einem größern Verhältnisse, nämlich nach dem potenzirten Mariotte'schen Gesetze, nur hat man hier statt des Exponenten 1,41 (Seite 89 des I. Theiles) einen andern Werth zu substituiren. Je weiter wir ferner bei constanter Temperatur den Kolben hinunterdrücken, desto näher kommen wir einem Punkte, wo die Zustandsänderung des Dampfes mehr oder weniger vom Mariotte-schen Gesetze abweicht. Es ist dies derjenige Punkt, der dem Sättigungs- oder Condensationspunkte nahe liegt. Ist dieser endlich erreicht, so bewirkt jede weitere Zusammendrückung ein Niederschlagen des Dampfes, die Anwendung des Mariotte'schen Gesetzes hört nun vollständig auf.

Was wir hier vom Wasserdampfe angeführt haben, bezieht sich auf alle Dampfarten, d. h. auf diejenigen gas- oder luftförmigen Körper, welche aus flüssigen entstehen, und die unter geeigneten Umständen (Zusammendrückung und Abkühlung) wieder in den flüssigen Zustand übergehen können, also z. B. auf die Dämpfe des Weingeistes, des Aethers, der Kohlensäure, des Quecksilbers ꝛc. ꝛc., nur sind bei ihnen die Zahlenverhältnisse, die wir oben beim Wasser zwischen Temperatur, Spannung, specifischem Volumen u. s. f. angeführt haben, ganz andere.

Wir kommen nun zu einem Gegenstande, der auch für die mechanische Wärmetheorie von besonderer Wichtigkeit ist, nämlich zu der genauen Ermittelung der Abhängigkeit der Spannung des Wasserdampfes von seiner Temperatur.

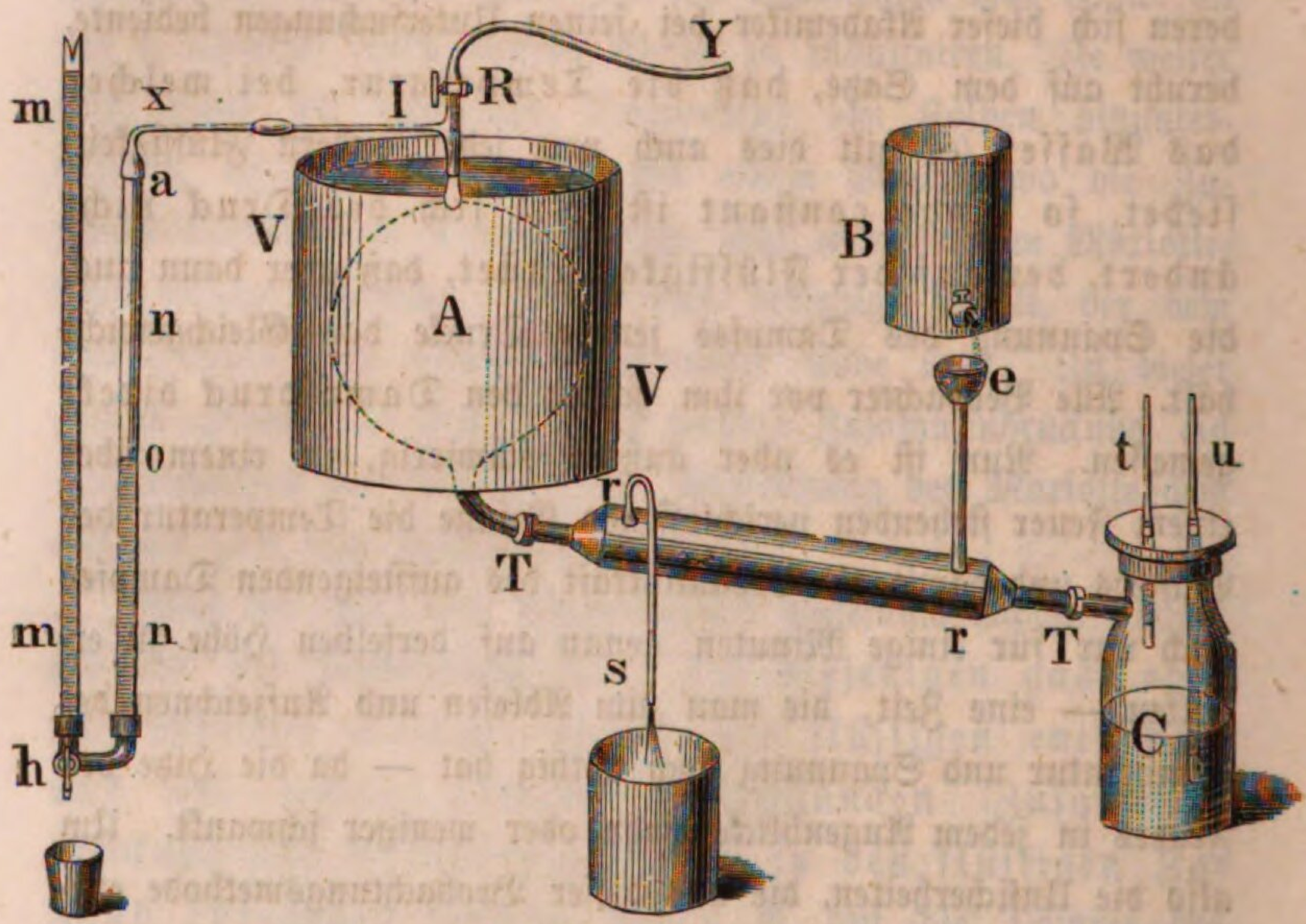
Empirische Formeln über die Abhängigkeit der Spannung von der Temperatur des gesättigten Dampfes.

Es sind bis jetzt eine große Reihe von Versuchen angestellt worden, um die Spannungen des Dampfes zu ermitteln, der sich

bei verschiedenen Temperaturen aus dem Wasser bildet. Von allen diesen besitzen aber keine einen größern Anspruch auf Zuverlässigkeit und Genauigkeit, keine sind auch in dem Umfange angestellt worden, als diejenigen Regnault's. Die Methode, deren sich dieser Akademiker bei seinen Untersuchungen bediente, beruht auf dem Satze, daß die Temperatur, bei welcher das Wasser (es gilt dies auch von jeder andern Flüssigkeit) siedet, so lange constant ist, wie sich der Druck nicht ändert, der auf der Flüssigkeit lastet, daß aber dann auch die Spannung des Dampfes jenem Drucke das Gleichgewicht hält. Alle Beobachter vor ihm hatten den Dampfdruck direkt gemessen. Nun ist es aber äußerst schwierig, in einem über einem Feuer stehenden verschlossenen Gefäße die Temperatur des Wassers und damit die Expansivkraft des aufsteigenden Dampfes auch nur für einige Minuten genau auf derselben Höhe zu erhalten — eine Zeit, die man zum Ablesen und Aufzeichnen der Temperatur und Spannung doch nöthig hat — da die Hitze des Feuers in jedem Augenblicke mehr oder weniger schwankt. Um also die Unsicherheiten, die aus dieser Beobachtungsmethode entstehen, zu vermeiden, wandte Regnault einen künstlichen Druck an, indem er die über dem Wasser seines Dampfgefäßes enthaltene Luft auf 1, $1\frac{1}{2}$, 2 ꝛc. ꝛc. Atmosphären comprimirte. Damit aber der aus dem Wasser aufsteigende Dampf nichts zur Vermehrung jenes Druckes beitrage, wurde derselbe in einem besondern Kühlgefäße sofort nach seinem Entstehen condensirt. Fig. 5 auf folgender Seite stellt eine Skizze des Apparates dar, den Regnault bei seinen Versuchen anwandte. C ist ein kupferner kleiner Dampfkessel, in welchen 4 Thermometer (in unserer Figur sind nur 2 sichtbar) und zwar zwei bis ins Wasser des Kessels, zwei bis in den Dampf desselben hineingesenkt waren, um so zu ermitteln, ob die Temperatur des Wassers mit derjenigen des aufsteigenden Dampfes stets übereinstimme. Der obere Raum, also der

Dampfraum von C stand durch eine Röhre T T mit einem großen Ballon A von 24 Liter Inhalt in Verbindung, der sich in

Fig. 5.



einem mit Wasser gefüllten Behälter V V befand. Von oben mündete eine mit einem Hahn R verschließbare Röhre in den Ballon, durch welche vermittelst einer Compressions- oder Luftpumpe die Luft in demselben entweder verdichtet oder verdünnt werden konnte, je nachdem man das Sieden des Wassers bei größerem oder kleinerem Drucke als dem der Atmosphäre beobachten wollte. Natürlich war der Druck auf die Oberfläche des Wassers in C demjenigen im Ballon gleich, da letzterer durch die Röhre T T mit dem Innern von C in Communication stand. Bei J zweigte sich eine Röhre J X ab, welche den Druck der Luft in A auf ein hohes Quecksilbermanometer n, n, m, m, fortpflanzte, an welchem jener Druck mit der größten Genauigkeit

bestimmt werden konnte. Das Rohr T T war mit einer weiteren Röhre r r umgeben, in welche aus einem Behälter B ununterbrochen kaltes Wasser geleitet wurde, was bei r zum Abfluß gelangen konnte. Alle in C entwickelten Dämpfe mußten sich demnach, da die Luft in C kalt erhalten wurde, sofort niederschlagen und konnten somit zur Erhöhung der Expansivkraft des Dampfes nichts beitragen. — War nun die Luft in A, also auch in C, bis zu einem gewissen Grade comprimirt worden, was durch das Manometer m n, wie bemerkt, sehr genau angezeigt wurde, so erwärmte man das Wasser in C so lange, bis die Thermometer eine constante Temperatur anzeigten. Man konnte dann sicher sein, daß dies die Temperatur sei, bei welcher das Wasser unter dem betreffenden Drucke siedet, und daß die Expansivkraft des aus dem Wasser aufsteigenden Dampfes genau jenem Druck gleich sei.

Regnault wandte übrigens zu seinen Untersuchungen einen größern und einen kleinern Apparat an. Der erstere diente besonders zur Ermittlung der Dampfspannungen bei Temperaturen zwischen etwa 170 und 230°, der andere zwischen solchen von 0 bis 170°.

Auch aus Regnault's Versuchen hat sich übrigens bis jetzt noch kein genaues Gesetz über die Abhängigkeit der Spannung von der Temperatur des gesättigten Dampfes ergeben. Man muß sich demnach bis zur Stunde noch mit empirischen Formeln begnügen, die jene Abhängigkeit mit größerer oder geringerer Genauigkeit wiedergeben. Von allen diesen Formeln schließen sich aber keine den Erfahrungsresultaten Regnault's mehr an, als seine eigenen, sowie die Formel von Magnus und vom Verfasser.

Regnault bediente sich zur mathematischen Darstellung jener Abhängigkeit dreier Formeln, von denen die erstere die Spannungen für die Temperaturen von — 32 bis 0°, die andere diejenigen

für die Temperaturen von 0 bis 100° und die dritte endlich diejenigen für Temperaturen über 100° (bis 230°) angibt.

Die erste Formel hatte die Gestalt:

$$p = a + b \,.\, \alpha^x$$

Darin haben die Buchstaben rechts folgende Werthe:

$$a = -0{,}08038$$
$$\log b = 0{,}6024724 - 1$$
$$\log \alpha = 0{,}0333980$$
$$x = t + 32$$

wo t die Temperatur bezeichnet, für welche man die Spannung zu berechnen hat. Diese, so wie die andern Formeln von Regnault, geben den Druck p in Millimetern Quecksilbersäule.

Die 2. Formel Regnault's hat die Form:

$$\log p = a + b \,.\, \alpha^t - c \,.\, \beta^t$$

und es ist:

$$a = 4{,}7393707$$
$$\log b = 0{,}131990711 - 2$$
$$\log \alpha = 0{,}006864937$$
$$\log c = 0{,}611740767$$
$$\log \beta = 0{,}996725536 - 1$$

t aber bedeutet wieder die Temperatur.

Die 3. Formel heißt:

$$\log p = a - b \,.\, \alpha^x - c\, \beta^x$$

in welcher $x = t + 20$

$$a = 6{,}2640348$$
$$\log b = 0{,}1397743$$
$$\log \alpha = 0{,}994049292 - 1$$
$$\log c = 0{,}6924351$$
$$\text{u. } \log \beta = 0{,}99834862 - 1$$

zu setzen ist.

Bevor wir zu den anderen Formeln übergehen, wollen wir

zeigen, wie nach den vorliegenden aus der Temperatur die Spannung des Dampfes zu berechnen ist.

Beispiel.

Welche Spannung besitzt nach der zweiten Formel der Wasserdampf bei einer Temperatur von 20°?

Zunächst ist $\log \alpha^t = 0{,}006864937 \times 20 = 0{,}13729874$ und $\log b + \log \alpha^t = 0{,}131990711 - 2 + 0{,}13729874 = 0{,}269289 - 2$; num. $\log 0{,}269289 - 2 = 0{,}0185903$. Sodann hat man für $\log \beta^t = (0{,}996725536 - 1)\, 20 = 0{,}93451072 - 1$ und $\log c + \log \beta^t = 0{,}611740767 + 0{,}93451072 - 1 = 0{,}54625149$; num. $\log 0{,}54625149 = 3{,}5177$ beinahe. Ferner ist nun $a - c\,\beta^t = 4{,}73937 - 3{,}5177 = 1{,}22167$. Endlich $\log p = 0{,}0185903 + 1{,}22167 = 1{,}24026$. Daher $p =$ num. $\log 1{,}24026 = 17{,}388$ Millimeter. Bei genauerer Rechnung würde man gefunden haben: 17,391. Tabelle I am Schlusse dieses Werkes enthält die Dampfspannungen nach Regnault's Berechnungen von — 32 bis 200°.

Die Magnus'sche Formel heißt:

$$p = 4{,}525 \,.\, 10^{\frac{7{,}4475\, t}{234{,}69 + t}}$$

in welcher t die Temperatur p aber die Spannung des Dampfes in Millimetern Quecksilbersäule repräsentirt. Sie gibt für Temperaturen unter 100° eine vortreffliche Uebereinstimmung mit den Versuchen, über 100° hinaus ist dagegen die Uebereinstimmung weniger groß. Durch Veränderung der Coefficienten würde man aber auch hier eine größere Genauigkeit erzielen können. Zu Berechnungen ist sie übrigens sehr bequem, wie dies auch jetzt an einem Beispiele gezeigt werden mag.

Beispiel.

Wie groß ist die Spannung des Dampfes bei 130°?

Es ist $t = 130$, daher $p = 4{,}525 \,.\, 10^{\frac{7{,}4475\,.\,130}{234{,}69 + 130}} =$

$4{,}525 \,.\, 10^{\frac{968{,}175}{364{,}69}} = 4{,}525 \,.\, 10^{2{,}6548}$. Nun ist $\log 10^{2{,}6548} = 2{,}6548$ und $\text{num.} \log 2{,}6548 = 451{,}65$. Demnach $p = 4{,}525 \times 451{,}65$ $= 2042{,}716$ Millimeter $= \frac{2042{,}716}{760} = 2{,}688$ Atmosphären.

Nach der Regnault'schen Formel erhält man: 2,671 Atmosphären.

Die Formel bietet übrigens den Vortheil, daß man auch umgekehrt aus der Spannung die zugehörige Temperatur berechnen kann.

Es ist nämlich aus derselben: $\log p = \log 4{,}525 + \frac{7{,}4475 \,.\, t}{234{,}69 + t}$. Oder $234{,}69 \log p + t \log p = 234{,}69 \log 4{,}525$ $+ t \log 4{,}525 + 7{,}4475\, t$; mithin

$$t = \frac{234{,}69\,(\log p - \log 4{,}525)}{\log 4{,}525 - \log p + 7{,}4475} = \frac{234{,}69 \log p - 153{,}867}{8{,}10312 - \log p}$$

Beispiel.

Wenn die Spannung des Dampfes 10 Millimeter beträgt welche Temperatur besitzt derselbe alsdann?

Hier ist $p = 10$, daher $\log p = 1$; man hat demnach:

$$t = \frac{234{,}69 - 153{,}867}{7{,}103} = \frac{80{,}823}{7{,}103} = 11{,}36^0.$$

Die Formel des Verfassers hat für die Temperaturen von -32 bis 100^0 die Gestalt:

$$\log p = \log 760 - (a + b x + c x^2 + d x^4) x;$$

und es ist

$$a = 0{,}015432$$
$$b = 0{,}0000542$$
$$c = 0{,}0000000704$$
$$d = 0{,}0000000000066$$

x aber $= 100 - t$. Dabei erhält man p in Millimetern-Quecksilbersäule, für t aber ist die Temperatur zu setzen, für welche man die Dampfspannung berechnen will.

Soll p in Atmosphären angegeben werden, so ist einfacher

$$\log p = -(a + bx + cx^2 + dx^4)\,x,$$

wobei die Coefficienten wieder dieselben sind.

Ueber 100° nimmt die Formel die einfachere Gestalt

$$\log p = \log 760 - (a + bx + cx^2)\,x$$

an, dagegen haben nun die Coefficienten folgende Werthe:

$$a = 0{,}015432$$
$$b = 0{,}00004265$$
$$c = 0{,}0000000704$$

und x ist wieder $= 100 - t$.

Sollen auch hier wieder die Spannungen in Atmosphären angegeben werden, so ist zu setzen:

$$\log p = -(a + bx + cx^2)\,x.$$

Beispiel.

Wie groß ist die Expansivkraft des Wasserdampfes bei einer Temperatur von 105,08° nach der Formel des Verfassers?

Es ist hier $t = 105{,}08$, daher $100 - t = -5{,}08$. Hiernach werden in der Gl.: $\log p = \log 760 - (a + bx + cx^2)x$ das 1. und 3. Glied in der Klammer positiv, das 2. aber wird negativ.

Nun ist

a	$=$	$0{,}015432$
$cx^2 = 0{,}0000000704 . 25{,}806$	$=$	$0{,}00000182$
		$0{,}01543382$
$bx = 0{,}00004265 . -5{,}08$	$=$	$-0{,}00021666$
$a + bx + cx^2$	$=$	$0{,}01521716$
$-(a + bx + cx^2)\,x$	$=$	$0{,}0773024$
$\log 760$	$=$	$2{,}8808136$
$\log p$	$=$	$2{,}9581160$

$$p = 908{,}06 \text{ Millimeter.}$$

Regnault fand durch Beobachtung 904,87 Millimeter.

Wie genau überhaupt die Resultate, die man nach unsern Formeln erhält, mit denjenigen übereinstimmen, die Regnault nach seinen Formeln berechnet hat, mag folgende Tabelle zeigen:

Temperatur des gesättigten Dampfes.	Spannkräfte in Atmosphären nach Regnault's Berechnungen.	nach den Formeln des Verfassers.
0°	0,006	0,006
10	0,012	0,012
20	0,023	0,023
30	0,042	0,042
40	0,072	0,072
50	0,121	0,121
60	0,196	0,196
70	0,306	0,307
80	0,466	0,467
90	0,691	0,692
100	1,000	1,000
110	1,415	1,413
120	1,962	1,960
130	2,671	2,670
140	3,576	3,577
150	4,712	4,718
160	6,120	6,131
170	7,844	7,859
180	9,929	9,947
190	12,425	12,440
200	15,380	15,390
210	18,848	18,840
220	22,882	22,880
230°	27,535	27,540

Die Abweichungen betragen im ungünstigsten Falle kaum $^1/_8$ Procent, d. i. weniger als diejenigen, welche sich bis dahin

zwischen den sorgfältigsten Beobachtungen von Regnault und Magnus herausgestellt haben

Die folgende Tabelle enthält die Dampfspannungen verschiedener anderer Flüssigkeiten nach den Beobachtungen und Berechnungen Regnault's.

Temperat. nach C.	Dampfspannung in Millimetern Quecksilber.					
	Aether.	Alkohol.	Aceton.	Chloroform.	Chlorkohlenstoff.	Schwefelkohlenstoff.
0°	184,38	12,70	63,33	59,72	32,95	127,91
10	286,83	24,23	110,32	100,47	55,97	198,46
20	432,78	44,46	180,08	160,47	90,99	298,03
30	634,80	78,52	280,05	247,51	142,27	443,62
40	907,04	133,69	419,35	369,26	214,81	617,53
50	1264,83	219,90	608,81	535,05	314,38	857,07
60	1725,01	350,21	860,96	755,44	447,43	1164,51
70	2304,90	541,15	1189,90	1042,11	621,15	1552,09
80	3022,79	812,91	1611,05	1407,64	843,29	2032,53
90	3898,26	1189,30	2140,82	1865,22	1122,26	2619,08
100	4953,30	1697,55	2796,20	2428,54	1467,09	3325,15
110	6214,63	2367,64	3594,33	3110,99	1887,44	4164,06
120	7719,20	3231,73	4551,95	3925,74	2393,67	5148,79
130	—	4323,00	5684,90	4885,10	2996,88	6291,60
140°	—	5674,59	7007,64	6000,16	3709,04	7603,96

Zweiter Abschnitt.

Flüssigkeitswärme. Gesammtwärme. Innere und äußere Verdampfungswärme. Dampfwärme.

Specifische Wärme und Flüssigkeitswärme.

Regnault untersuchte nun mit derselben Sorgfalt und Genauigkeit, mit der er die Spannungen des Dampfes für verschiedene Temperaturen bestimmt hatte, ob die Wärmemenge, welche das Wasser bei höhern Temperaturen zu einer gewissen Erwärmung erfordert, dieselbe sei, wie diejenige, welche es bei niedern Temperaturen für dieselbe Erwärmung in Anspruch nimmt. Mit andern Worten, er ermittelte, ob die specifische Wärme des Wassers für alle Temperaturen constant sei; ob z. B. 1 Kilogramm Wasser zu seiner Erwärmung von 0 auf 10 oder 20° 2c. zehn- oder zwanzigmal 2c. so viel Wärme erfordert, als zu einer solchen von 0 auf 1°. Vom Standpunkte der mechanischen Wärmetheorie würde es sich dabei um die Beantwortung folgender Fragen handeln. 1. Ist die Arbeit, welche man zu einer gewissen Temperaturerhöhung des Wassers nothwendig hat, bei höhern Temperaturen größer oder kleiner als bei niedrigern?

2. Ist auch unter diesen Umständen die Disgregationsarbeit, d. h. diejenige, welche zur Verschiebung der Mittellagen der Moleküle sowie zur Ueberwindung des äußern (auf der Flüssigkeit lastenden) Druckes nothwendig ist, größer oder kleiner? Dies letztere würde besonders dann der Fall sein, wenn sich das Wasser bei höheren Temperaturen verhältnißmäßig stärker oder weniger stark ausdehnte, als bei niedrigern. Vielfache Versuche haben aber dargethan, daß jene Ausdehnung bei allen Temperaturen, wenigstens so lange auf dem Wasser der gewöhnliche Luftdruck lastet, fast dieselbe sei. Da wir nun im ersten Theile schon gehört haben, daß die Disgregationsarbeit im Verhältniß zur Schwingungsarbeit, also zu derjenigen, welche die Temperatur erhöht, verschwindend klein sei, so können wir bei unsern Untersuchungen von der erstern ganz absehen, also nur diejenige Wärme in Rücksicht ziehen, welche allein zur Temperaturerhöhung erforderlich ist.

Der Apparat, dessen sich Regnault zu seinen in der That denkwürdigen Versuchen bediente, bestand zum Theil aus demjenigen, den er auch zur Bestimmung der Dampfspannungen benutzt hatte, nämlich aus einem Dampfkessel, in welchem Spannung und Temperatur des Dampfes und Wassers sorgfältig ermittelt werden konnte. Vermittelst eines Rohres, was durch einen Hahn verschließbar war, stand der Wasserraum des Kessels mit einem großen Wassergefäße, einem Kühlapparate oder Calorimeter in Verbindung; das aus dem Kessel in dies Calorimeter übergegangene Wasser konnte auf's Genaueste bestimmt werden, ebenso war man durch hineingestellte Thermometer im Stande, die Temperatur des Kühlwassers in jedem Augenblicke genau anzugeben. Durch eine Rührvorrichtung wurde dafür gesorgt, daß sich das aus dem Kessel hineingeleitete warme Wasser schnell mit dem kalten des Calorimeters mischte, wodurch dann äußerst wenig Wärme durch Ausstrahlung und Leitung verloren ging.

Nachdem nun wieder, wie in den Versuchen auf Seite 14 u. flgdn. die Luft über dem Wasser im Kessel bis zu einem bestimmten Punkte comprimirt worden und dann dasselbe zum Sieden gebracht worden war, wurde der Hahn an jenem Verbindungsrohr auf kurze Zeit geöffnet, so daß auf diese Weise eine gewisse Quantität Wasser in das Kühlgefäß unter fast constantem Drucke überströmte.

Gesetzt nun, das Wasser hätte sich bei seiner Erwärmung bis zum Sieden ziemlich stark ausgedehnt, so würde es dadurch den auf ihm lastenden Luftdruck durch eine gewisse Strecke überwunden haben, es wäre also von Seiten der Wärme eine gewisse mechanische Arbeit geleistet worden, also hätte eine gewisse Wärmemenge verschwinden müssen. Beim Einströmen in das Kühlgefäß würde sich dann aber das Wasser unter jenem Drucke wieder zusammengezogen haben, es hätte also eine gewisse mechanische Arbeit aufnehmen müssen, die im Kühlgefäße in Form von Wärme erschienen wäre. Wir würden also in der That im Calorimeter die Wärme wieder gefunden haben, welche man zu jener Ausdehnung des Wassers hätte nothwendig gehabt. Nun ist ferner durch den im Gefäße herrschenden Druck das Wasser mit einer gewissen Geschwindigkeit in's Kühlgefäß hineingetrieben worden. Zur Erzeugung dieser Geschwindigkeit mußte ebenfalls eine gewisse Wärme verwandt werden. Aber auch diese kann nicht verloren gegangen sein. Denn im Calorimeter kommt das Wasser wieder allmälig zur Ruhe, so daß sich hier seine lebendige Kraft wieder in Wärme umsetzt. Es muß hiernach die im Calorimeter erscheinende Wärme genau derjenigen gleich sein, welche das Wasser bei seiner Erwärmung im Kessel aufgenommen hat.

Unter Zugrundelegung seiner Versuche fand Regnault durch Berechnungen, daß sich die specifische Wärme des Wassers zwischen den Temperaturen t_1 und t z. B. zwischen den Temperaturen 50° und 40° oder zwischen 90 und 30° ꝛc. ꝛc. durch folgende Gl. darstellen lasse:

$$C_{t_1 - t} = 1 + a(t_1 + t) + b(t_1^2 + t t_1 + t^2) \ldots\ldots (1)$$

in welcher t_1 die höhere, t aber die niedrigere Temperatur bezeichnet, zwischen denen das Wasser erwärmt wird.

Für eine Erwärmung zwischen 0 und t_1^0 würde man also erhalten:

$$C_{t_1} = 1 + a t_1 + b t_1^2 \ldots\ldots (2)$$

Um nun die Coefficienten a und b zu ermitteln, suchte unser Physiker zuerst die mittlere specifische Wärme des Wassers zwischen 100 und 0°, also diejenige, welche im Mittel 1 Kilogramm Wasser zwischen 0 und 100° nöthig hat, damit seine Temperatur um 1 Grad erhöht werde. Er fand hierfür 1,005 Calorien, so daß man also für (2) hat:

$$(3) \ldots\ldots C_{100} = 1{,}005 = 1 + a \, . \, 100 + b \, . \, 100^2.$$

Für die specifische Wärme zwischen 0 und 200° ergab sich ihm $C_{200} = 1{,}016$. Darnach ist:

$$(4) \ldots\ldots C_{200} = 1{,}016 = 1 + a \, . \, 200 + b \, . \, 200^2.$$

Aus diesen beiden Bedingungsgleichungen lassen sich die Coefficienten a und b leicht berechnen. Man findet:

$$a = 0{,}00002$$

$$\text{und } b = 0{,}0000003$$

Hiernach erhält nun die Gl. unter (1) folgende bestimmtere Gestalt:

$$5) \ldots\ldots C_{t_1 - t} = 1 + 0{,}00002(t + t_1) + 0{,}0000003(t^2 + t t_1 + t_1^2).$$

Beispiel.

Welches ist die mittlere specifische Wärme des Wassers zwischen 15 und 25°, und wie viel Wärmeeinheiten sind demnach erforderlich, um 1 Kilogramm Wasser von 15° auf 25° zu erwärmen?

Es ist hier $t_1 = 25$ und $t = 15$, also $t + t_1 = 40$. Demnach hat man:

$$C_{25-15} = 1 + 0{,}00002 \, . \, 40 + 0{,}0000003 \, (15^2 + 15 \, . \, 25 + 25^2)$$

$$= 1 + 0{,}0008 + 0{,}0000003 . 1225$$
$$= 1{,}0011675 \text{ Calorien.}$$

Somit beträgt die Wärme, welche man einem Kilogr. Wasser zuzuführen hat, um dasselbe von 15° auf 25 zu erwärmen: 1,0011675 (25 — 15) = 1,0011675 × 10 = 10,011675 Calorien. Wäre die specifische Wärme des Wassers für alle Temperaturen dieselbe, so würde natürlich jene Wärmemenge 10 Calorien betragen haben.

Setzt man nun in (5) statt t: 0, so erhält man die specifische Wärme des Wassers zwischen 0 und t°, z. B. zwischen 0 und 10 oder zwischen 0 und 30, zwischen 0 und 100° u. s. f. Es ist demnach, wenn wir jene mittlere specifische Wärme mit C_m bezeichnen:

$$\text{(I)} \ldots\ldots C_m = 1 + 0{,}00002\, t + 0{,}0000003\, t^2.$$

Es würde also die mittlere specifische Wärme zwischen 0 und 150° sein:

$$C_m = 1 + 0{,}00002 \times 150 + 0{,}0000003 \times 150^2 = 1{,}00975.$$

Die Wärme aber, welche nothwendig ist, um 1 Kilogramm Wasser von 0 auf t° zu erwärmen, beträgt offenbar

$$(1 + 0{,}00002\, t + 0{,}0000003\, t^2)\, t.$$
$$= t + 0{,}00002\, t^2 + 0{,}0000003\, t^3$$

Diese Wärme wird in der mechanischen Wärmelehre „die Flüssigkeitswärme des Wassers" genannt und allgemein mit dem Buchstaben q bezeichnet, so daß man hat

$$\text{(II)} \ldots\ldots q = t + 0{,}00002\, t^2 + 0{,}0000003\, t^3.$$

Es giebt uns also diese wichtige Gl. genau an, wie viel Calorien (Wärmeeinheiten) einem Kilogramm Wasser zuzuführen sind, um dasselbe von 0 auf t° zu bringen.

Nach dieser Formel sind die Werthe in Columne 3 der Tafel II berechnet worden.

Auch für verschiedene andere Flüssigkeiten hat Regnault die

Flüssigkeitswärme beobachtet und empirische Formeln zu deren genauer Bestimmung aufgestellt. Nach ihm ist

für Aether: $q = 0{,}52901\,t + 0{,}0002959\,t^2$

" Alkohol: $q = 0{,}54754\,t + 0{,}001122\,t^2 + 0{,}000002\,t^3$

" Aceton: $q = 0{,}50643\,t + 0{,}000397\,t^2$

" Chloroform: $q = 0{,}23235\,t + 0{,}0000507\,t^2$

" Chlorkohlenstoff: $q = 0{,}19798\,t + 0{,}0000906\,t^2$

" Schwefelkohlenstoff: $q = 0{,}23523\,t + 0{,}000082\,t^2$.

Wir haben bisher von der mittlern specifischen Wärme des Wassers gesprochen, z. B. von derjenigen, welche 1 Kilogramm Wasser im Mittel beansprucht, wenn es zwischen den Temperaturgrenzen t und t_1 oder zwischen den 0 und t um 1° erwärmt werden soll; es ist dies aber nicht diejenige Wärme, die man nothwendig hat, um etwa die Temperatur des Wassers von einem bestimmten Punkte an um 1° oder was richtiger ist, um ein sehr Geringes zu vergrößern. Da in diesem Falle t_1 von t sehr wenig verschieden ist, so findet man die wirkliche specifische Wärme bei t°, wenn man in (5) statt t_1 : t setzt. Wird diese wirkliche specifische Wärme einfach mit C bezeichnet, so hat man dafür den Ausdruck:

$$C = 1 + 0{,}00002\,(2\,t) + 0{,}0000003\,(3\,t^2)$$

oder

$$\text{(III)} \ldots\ldots C = 1 + 0{,}00004\,t + 0{,}0000009\,t^2.$$

Beispiel 1.

Welches ist die wirkliche specifische Wärme des Wassers bei 100 und 130°?

Für 100° hat man:

$$C = 1 + 0{,}00004 \,.\, 100 + 0{,}0000009 \,.\, 10000$$
$$= 1 + 0{,}004 + 0{,}009 = 1{,}013.$$

Bezeichnen wir also die Wärme, welche nothwendig ist, um 1 Kilogramm Wasser von 0^0 in seiner Temperatur um ein sehr Kleines zu vergrößern beispielsweise mit x, so ist die Wärme, welche wir nöthig haben, um 1 Kilogramm Wasser von 100^0 um dasselbe sehr Kleine in seiner Temperatur zu vergrößern 1,013.x.

Die specifische Wärme bei 130^0 beträgt:

$$C = 1 + 0{,}00004 \,.\, 130 + 0{,}0000009 \,.\, 16900$$
$$= 1 + 0{,}00520 + 0{,}01521 = 1{,}02041$$

Beispiel 2.

Wie viel Calorien sind erforderlich, um 100 Kilogramm Wasser von 0 auf 100^0 zu erwärmen?

Nach (II) ist:

$q = 100 + 0{,}00002 \,.\, 10000 + 0{,}0000003 \,.\, 1000000 = 100 + 0{,}2 + 0{,}3 = 100{,}5$ W.=E.; demnach bedürfen 100 Kilogramm Wasser zu ihrer Erwärmung auf 100^0: $100{,}5 \times 100 = 10050$ W.=E.

Soll 1 Kilogramm Wasser von t auf t_1 Grad erwärmt werden, so findet man die Menge der W.=E., die dazu erforderlich ist, aus der Gleichung:

$$q_1 - q = t_1 - t + 0{,}00002\,(t_1{}^2 - t^2) + 0{,}0000003\,(t_1{}^3 - t^3)$$

Hiernach würden also zur Erwärmung von 1 Kilogramm Wasser von 10 auf 100^0:

$q_1 - q = 100 - 10 + 0{,}00002\,(100^2 - 10^2) + 0{,}0000003\,(100^3 - 10^3) = 90 + 0{,}198 + 0{,}2997 = 90{,}4977$ Calorien nothwendig sein.

Auch für verschiedene andere Flüssigkeiten, wie für Alkohol, Weingeist, Aether ꝛc., hat Regnault die Flüssigkeitswärme bestimmt und zu deren Berechnung ähnliche empirische Formeln aufgestellt, wie die im Vorigen angeführten.

Gesammt- und Verdampfungswärme.

Auch die Gesammtwärme d. i. diejenige Wärmemenge, welche nothwendig ist, um 1 Kilogramm Wasser nach und nach in gesättigten Dampf von bestimmter Temperatur und Spannung zu verwandeln, ist von Regnault mit großer Sorgfalt ermittelt worden. Ein Theil des Apparates, den er zu diesen Versuchen benutzte, bestand wieder aus dem Seite 14 beschriebenen Dampfkessel mit Ballon, in welchem sich verdichtete oder verdünnte Luft befand, je nachdem die Gesammtwärme bei der Verdampfung bei größerem oder kleinerem Drucke, als dem der Atmosphäre, beobachtet werden sollte. Den im Kessel entstehenden Dampf, der seiner geringeren Dichtigkeit wegen nach oben steigt, leitete er in einen höher gelegenen Kühlapparat, dessen Inneres ebenfalls mit dem eben erwähnten Ballon in Verbindung stand. Der Kühlapparat befand sich in einem großen Calorimeter, an dessen Wasser der Dampf bei seiner Condensation seine Wärme abgab. Da nun die Verdampfung des Wassers unter demselben Drucke erfolgt, unter welchem sich der Dampf im Kühlgefäße niederschlägt, so war die im Calorimeter frei gewordene Wärme derjenigen gleich, die der Dampf im Kessel bei seiner Entstehung aufgenommen hatte. — Eine genauere Beschreibung, sowie eine Zeichnung des Apparates findet man in Wüllners Lehrbuch der Experimentalphysik. —

Die Beobachtungen haben dargethan, daß die Wärme, welche man 1 Kilogramm Wasser zuzuführen hat, um dasselbe unter verschiedenem Drucke in gesättigten Dampf zu verwandeln, mit der Temperatur langsam steigt, und durch folgende empirische Formel dargestellt werden kann:

$$W = 606{,}5 + 0{,}305\ t \ldots\ldots (IV)$$

in welcher W jene Gesammtwärme, t aber die Temperatur des Wassers (resp. des Dampfes) repräsentirt. Hiernach würde also

1 Kilogramm Wasser, um bei 10, 20 oder 100° in Dampf verwandelt zu werden,

$$W = 606{,}5 + 0{,}305 \times 10 = 609{,}55 \text{ W.-E.}$$

oder $W = 606{,}5 + 0{,}305 \times 20 = 613{,}60$ " "

oder endlich $W = 606{,}5 + 0{,}305 \times 100 = 637$ " " beanspruchen.

Für die Gesammtwärme der Seite 27 genannten Flüssigkeiten ergaben sich Regnault folgende Ausdrücke:

für Aether: $W = 94{,}00 + 0{,}45000\, t - 0{,}00055556\, t^2$

" Aceton: $W = 140{,}50 + 0{,}36644\, t - 0{,}000516\, t^2$

" Chloroform: $W = 67{,}00 + 0{,}1375\, t$

" Chlorkohlenstoff: $W = 52{,}00 + 0{,}14625\, t - 0{,}000172\, t^2$

" Schwefelkohlenstoff: $W = 90{,}00 + 0{,}14601\, t - 0{,}0004123\, t^2$.

Ziehen wir von der Gesammtwärme die Flüssigkeitswärme ab, so bleibt diejenige Wärme übrig, welche nicht allein zur eigentlichen Verdampfung d. h. zur Umwandlung des flüssigen Wassers in dampfförmiges, sondern auch zur Ueberwindung des auf der Flüssigkeit lastenden Druckes erforderlich ist. Diese Wärme, welche in den Lehrbüchern der Physik mit dem Namen latente Wärme des Wassers bezeichnet wird, führt nach Clausius den Namen Verdampfungswärme und wird in der mechanischen Wärmetheorie mit r bezeichnet. Es ist hiernach

$$r = W - q \,\ldots\ldots (V)$$

oder wenn man statt W und q die im Vorhergehenden angegebenen Werthe setzt und vereinfacht:

$$r = 606{,}50 - 0{,}695\, t - 0{,}00002\, t^2 - 0{,}0000003\, t^3 \ldots\ldots (VI).$$

Aus dieser Formel ist ersichtlich, daß die Verdampfungswärme mit wachsender Temperatur abnimmt, also beispielsweise bei 200° geringer ist als bei 100° ꝛc.

Die folgenden Formeln geben die Verdampfungswärme (r) für verschiedene andere Flüssigkeiten:

für Aether: $r = 94,00 - 0,07901\ t - 0,0008514\ t^2$
" Aceton: $r = 140,50 - 0,13999\ t - 0,0009125\ t^2$
" Chloroform: $r = 67,00 - 0,09485\ t - 0,0000507\ t^2$
" Chlorkohlenstoff: $r = 52,00 - 0,05173\ t - 0,0002526\ t^2$
" Schwefelkohlenstoff: $r = 90,00 - 0,08922\ t - 0,0004938\ t^2$.

Statt der obigen complicirten Formel für die Verdampfungswärme des Wassers setzt Clausius in seinen Schriften die einfachere:

$$r = 607 - 0,708\ t \;..... \text{(VII)}.$$

Hiernach würde die Verdampfungswärme bei 100, 150 oder 200° betragen:

$r = 607 - 0,708 \times 100 = 607 - 70,8 = 536,2$ W.-E.
oder $r = 607 - 0,708 \times 150 = 607 - 0,708 \times 150 = 500,8$ W.-E.
oder $r = 607 - 0,708 \times 200 = 607 - 141,6 = 465,4$ W.-E.

Die nach der vollständigen Formel berechneten Werthe weichen allerdings etwas ab.

Die hier mitgetheilten Thatsachen scheinen nun zu beweisen, daß die Flüssigkeiten um so eher die Dampfgestalt annehmen, je höher die Temperatur ist, bei der die Verdampfung stattfindet, oder, was auf dasselbe hinauskommt, je größer der Druck ist, unter welchem dieselben in Dampf übergeführt werden. Es ist dies auch klar; denn je mehr Wärme eine Flüssigkeit aufnimmt, desto weiter rücken die Moleküle derselben auseinander, desto geringer wird auch die gegenseitige Anziehung der letzteren sein.

So weit erstrecken sich nun die ausgedehnten und rühmlichst bekannten Versuche Regnault's, für welche ihm die Wissenschaft großen Dank schuldet.

Wir gehen jetzt zu dem über, was, gestützt auf diese Versuche, von der mechanischen Wärmetheorie weiter erforscht worden ist.

Innere und äußere Verdampfungswärme. Dampfwärme.

Aus dem ersten Abschnitte wissen wir, und es ist auch vorhin wieder darauf hingewiesen worden, daß die Verdampfungswärme auf zweierlei Weise benutzt wird. Ein Theil derselben dient dazu, das flüssige Wasser in dampfförmiges zu verwandeln, ein anderer aber, den auf dem Wasser lastenden Druck zu überwinden. Sollte das Wasser bei einer Temperatur von 100° verdampfen, so betrug die Wärme, welche zur Ueberwindung jenes Druckes erforderlich war, 40,2 W.-E., Seite 6. Diese Wärme nun, welche zur Ueberwindung des constanten Druckes (zur Hebung des Kolbens K K, Fig. 1) dient, heißt **äußere** Verdampfungswärme.

Da die Spannungen bekannt sind, unter welchen das Wasser bei verschiedenen Temperaturen verdampft, da man außerdem, wie wir alsbald hören werden, auch das Dampfvolumen zu berechnen vermag, welches aus 1 Kilogramm Wasser bei den verschiedenen Temperaturen gebildet wird, so kann man daraus mit Leichtigkeit für jede Temperatur die äußere Verdampfungswärme berechnen.

Diejenige Wärme, welche man erhält, wenn man die äußere Verdampfungswärme von der ganzen Verdampfungswärme abzieht, die also allein zur Umwandlung des flüssigen Wassers in luftförmiges dient, wird **innere** Verdampfungswärme genannt; zu ihrer Bezeichnung bedient man sich in der Regel des griechischen Buchstabens ϱ.

Das im ersten Abschnitte angeführte Beispiel zeigt uns, daß bei einer Temperatur von 100° die **innere** Verdampfungswärme 496,3 W.-E. beträgt. Seite 4.

Zeuner hat gefunden, daß sich die innere Verdampfungswärme für verschiedene Flüssigkeiten durch die empirische Formel

$$\varrho = a - b\,t - c\,t^2$$

darstellen lasse, in welcher die Coefficienten a, b, c für jede

Flüssigkeit besondere Werthe besitzen; t aber die Temperatur bezeichnet, für welche die innere Verdampfungswärme zu berechnen ist. Für Wasser ist a = 575,40, b = 0,791 und c = 0, daher

$$\varrho = 575{,}40 - 0{,}791\,t \,\ldots\ldots \text{(VIII)}$$

Beispiel.

Wie groß ist nach dieser Formel die innere Verdampfungswärme bei 130° und 150°?

Für 130° hat man:

$$\varrho = 575{,}40 - 0{,}791 \times 130 = 472{,}57$$

Für 150° ist:

$$\varrho = 575{,}40 - 0{,}791 \times 150 = 456{,}75.$$

Ferner findet Zeuner noch

für Aether: $\varrho = 86{,}54 - 0{,}10648\,t - 0{,}0007160\,t^2$

„ Aceton: $\varrho = 131{,}63 - 0{,}20184\,t - 0{,}0006280\,t^2$

„ Chloroform: $\varrho = 62{,}44 - 0{,}11282\,t - 0{,}0000140\,t^2$

„ Chlorkohlenstoff: $\varrho = 48{,}57 - 0{,}06844\,t - 0{,}0002080\,t^2$

„ Schwefelkohlenstoff: $\varrho = 82{,}79 - 0{,}11446\,t - 0{,}0004020\,t^2$

Man kann nun für die äußere Verdampfungswärme leicht einen allgemeinen Ausdruck herleiten. Wir nehmen dabei noch einmal den in Fig. 1 abgebildeten Apparat zu Hülfe.

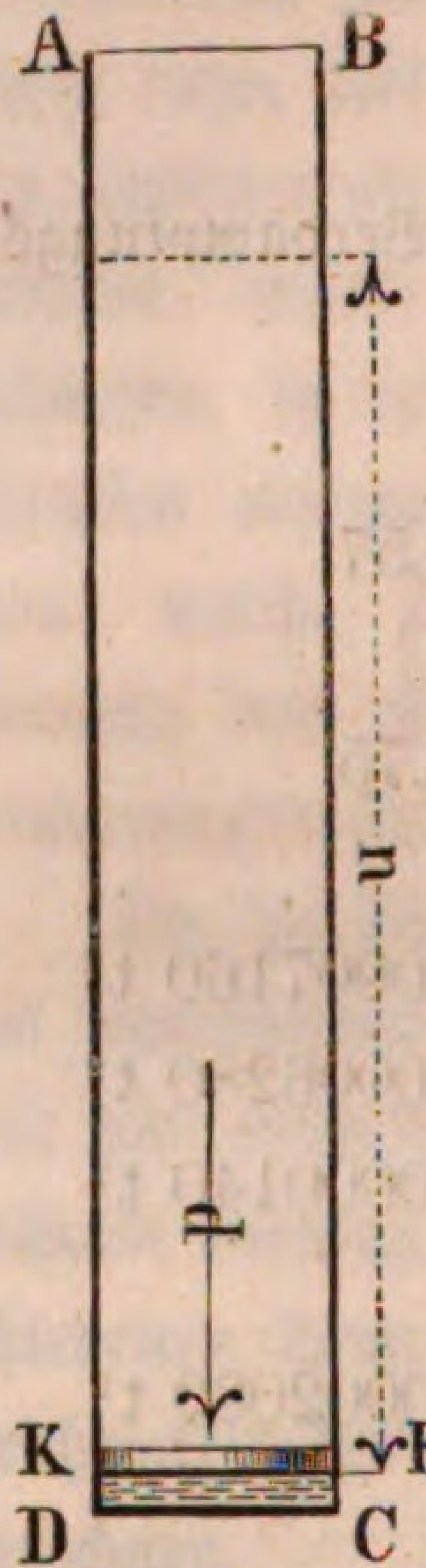
Es sei also wieder A B C D Fig. 6, ein hohler Cylinder. Auf dem Boden desselben befinde sich ein Kilogramm Wasser von 0° und der gewichtlose Kolben K K ruhe unmittelbar auf der Wasseroberfläche. Auf denselben wirke von oben nach unten der Druck p. Sobald das Wasser auf t° erwärmt ist, möge die Dampfbildung stattfinden; u sei die Höhe, bis zu welcher der Kolben gehoben worden, wenn alles Wasser verdampft ist. Die vom Dampfe verrichtete Arbeit beträgt alsdann:

$$u\,p \text{ Mtrklgr.}$$

Da nun einer mechanischen Arbeit von 1 Mtrklgr. A $(= \frac{1}{424})$ Wärmeeinheiten entsprechen, so repräsentirt jene Arbeit

A p u W.-E.

Fig. 6.



Dies ist also in der That der allgemeine Ausdruck für die äußere Verdampfungswärme. Da nun die ganze Verdampfungswärme (r) aus der innern (ϱ) und der äußern (A p u) zusammengesetzt ist, so haben wir:

$$r = \varrho + A\,p\,u \ldots\ldots \text{(IX)}.$$

Hiernach kann man also aus Tabelle II leicht r für verschiedene Dampfspannungen und Temperaturen berechnen, man hat nur nöthig die Werthe von ϱ und A p u für die betreffenden Spannungen zu addiren. So ist z. B. für eine Spannung von 1,5 Atm., also für eine Temperatur von 111,7° $r = 487{,}01 + 41{,}16 = 528{,}17$ W.-E.

Unter der Voraussetzung aber, daß A p u für jede Dampfspannung und Temperatur berechnet werden kann, r aber durch Beobachtung ermittelt worden ist, entsteht:

$$\varrho = r - A\,p\,u$$

und hieraus sind die Werthe von ϱ in Tabelle II wirklich berechnet.

Nach dem Vorgange Zeuners haben wir diejenige Arbeit, welche die Wärme in einem Körper hervorbringt, wenn sie dessen Temperatur erhöht und gleichzeitig die Mittellagen seiner Moleküle verändert, „innere Arbeit" genannt; dagegen erhielt diejenige Arbeit, welche den auf dem Körper lastenden Druck überwand, den Namen äußere Arbeit. Man könnte nun bei der Dampfbildung denjenigen Theil der Wärme, welche zur Erwärmung des Wassers

und zur Umwandlung desselben in Dampf dient, innere Dampfwärme (auch innere Körperwärme) nennen; Zeuner gibt diesen beiden Wärmemengen zusammen den einfachern Namen „Dampfwärme“ und wählt zu deren Bezeichnung den Buchstaben J. Es ist also die Dampfwärme zusammengesetzt, aus der Flüssigkeitswärme (q) und der inneren Verdampfungswärme (ρ); so daß man hat:

$$J = q + \varrho \; \ldots\ldots \; (X)$$

Hiernach sind wir also im Stande, aus Tabelle II J wieder für verschiedene Dampfspannungen zu ermitteln. So beträgt die Dampfwärme J bei einer Spannung von 2 Atm.: 121,42 + 480,00 (Spalte 3 und 4 der Tabelle II) = 601,42 W.-E.

Auch kann man sagen, die Dampfwärme wird erhalten, wenn man von der Gesammtwärme (W) diejenige Wärme abzieht, welche zur äußeren Arbeitsverrichtung dient. Hiernach ist

$$J = W - A\,p\,u \; \ldots\ldots \; (XI)$$

Es entsteht dieser Ausdruck offenbar aus dem vorigen, wenn man statt ϱ setzt $r - A\,p\,u$. In diesem Falle ist nämlich:

$$J = q + r - A\,p\,u$$

und da $q + r = W$ ist, so folgt:

$$J = W - A\,p\,u.$$

Folgendes ist eine übersichtliche Zusammenstellung der Art und Weise, wie die Wärme bei der Dampfbildung verwendet wird.

Gesammtwärme:
W

Flüssigkeitswärme.	Innere Verdampfungswärme.	Aeußere Verdampfungswärme.
q	ϱ	$A\,p\,u$

Ganze innere Wärme oder Dampfwärme.	Ganze Verdampfungswärme.
J	r

Dritter Abschnitt.

Berechnung des specifischen Dampfvolumens nach Sätzen der mechanischen Wärmetheorie. Empirische Formeln für die innere und äußere Verdampfungswärme sowie für u. Dichtigkeit des Dampfes.

Berechnung des specifischen Dampfvolumens nach Sätzen der mechanischen Wärmetheorie.

Es entsteht nun die Frage, wie kann man die äußere Verdampfungswärme (A p u) oder, was strenge genommen auf dasselbe hinauskommt, wie kann man das specifische Dampfvolumen aus der Temperatur und Spannung des Dampfes berechnen? Sobald uns hierfür nämlich ein Weg gezeigt wird, sind wir auch im Stande, die äußere und innere Verdampfungswärme zu ermitteln. Früher geschah dies nun allgemein nach dem combinirten Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze. Man nahm nämlich an, daß sich die gesättigten Dämpfe genau so verhalten, wie die permanenten Gase und daß man also auch bei ihnen das specifische Volumen leicht aus der Temperatur und Spannung der Dämpfe bestimmen könne. Ist nämlich p die Expansivkraft

eines permanenten Gases, T die absolute Temperatur desselben und v dessen specifisches Volumen, so besteht bekanntlich unter diesen Größen folgende Relation: (Band I, Seite 68)

$$p\,v = R\,T$$

wo R = 29,272 ist. Man würde also hieraus haben:

$$v = \frac{R\,T}{p}$$

Gay-Lussac glaubte nun aus seinen Versuchen schließen zu dürfen, daß das Volumen des Wasserdampfes bei derselben Temperatur und Spannung stets 1,6064 mal so groß sei, als das der atmosphärischen Luft. Demnach würde man für das specifische Volumen des Wasserdampfs bei der Spannung p und der absoluten Temperatur T die Gleichung:

$$v = 1{,}6064 \,.\, 29{,}272 \,\frac{T}{p} = 47{,}023 \,\frac{T}{p}$$

erhalten. Nach dem Vorhergehenden sind wir nun im Stande, für jedes T (= 273 + t) die Spannung p und umgekehrt, für jede Spannung die Temperatur zu ermitteln (wenigstens kann letzteres nach der Magnus'schen Formel mit Leichtigkeit ausgeführt werden).

Beispiel.

Welches würde das specifische Volumen des Wasserdampfes nach obiger Formel bei einer Temperatur von 100 und 144° sein?

Für 100° ist p = 10334 Kilogramm und T = 273 + 100 = 373. Daher $v = 47{,}023 \,.\, \frac{373}{10334} = 1{,}6928$ Kbkmtr. Das Volumen bei 144° würde dagegen betragen: $47{,}023 \,\frac{273 + 144}{4 \times 10334}$ (da sich bei 144° die Spannung auf 4 Atmosphären beläuft) oder 0,4749 Kubikmeter.

Das specifische Gewicht oder das Gewicht von 1 Kubikmeter Dampf müßte natürlich nach Gay-Lussac's Ansichten

allemall $\frac{1}{1,6064} = 0,622$ von dem der atmosphärischen Luft bei gleicher Temperatur und Spannung sein.

Spätere Untersuchungen, insbesondere auch die Berechnungen der mechanischen Wärmetheorie, haben aber ergeben, daß die Gay-Lussac'schen Versuche nicht genau und die daraus gezogenen Folgerungen unrichtig sind. Es können deshalb auch die Berechnungen der specifischen Dampfvolumina, die man bis dahin allein auf jene Versuche und Annahmen stützte, auf besondere Genauigkeit keinen Anspruch machen. Die genaue Berechnung derselben ist aber zur Aufstellung einer zuverlässigen Dampfmaschinentheorie unentbehrlich, und aus diesem Grunde müssen denn auch alle bis jetzt aufgestellten derartigen Theorien ungenau sein. Clausius hat nun auch hier wieder das Verdienst, zuerst gezeigt zu haben, wie man jene Dampfvolumina mit Hülfe der mechanischen Wärmetheorie weit genauer ermitteln könne, als dies nach den frühern Methoden geschehen ist. Bevor wir dies zeigen, wollen wir noch auf folgende in der mechanischen Wärmelehre gebräuchlichen Bezeichnungen und Benennungen aufmerksam machen.

Ueber einige bei den Dämpfen gebräuchliche Bezeichnungen.

Zunächst erhält das Volumen, welches 1 Kilogramm Wasser von 0° einnimmt, den Namen „specifisches Wasservolumen", zu seiner Bezeichnung möge der Buchstabe σ gewählt werden. Das Volumen von 1 Kilogramm Wasser von 0° beträgt demnach σ Kubikmeter. Nehmen wir wieder an, dies specifische Wasservolumen sei in einem Cylinder mit beweglichem Stempel eingeschlossen. Durch Wärmezuführung erfolgt bekanntlich nach und nach eine Verdampfung des Wassers. Gesetzt, es seien in irgend einem Augenblicke von dem 1 Kilogramm Wasser x Kilogramm verdampft (wo x natürlich kleiner als 1 ist), so sind noch $1 - x$ Kilogramm Wasser zurückgeblieben. Da nun 1 Kilogramm

desselben den Raum σ einnimmt, so müssen die $1-x$ Kilogramm nur den Raum $(1 - x)\,\sigma$ Kubikmeter einnehmen; wobei wir freilich von der Ausdehnung des Wassers, die ja auch sehr gering ist, absehen. Ist alles Wasser verdampft, so sei nun das specifische Dampfvolumen, d. h. dasjenige, welches aus 1 Kilogramm Wasser entstanden ist, $= s$. Das Volumen von x Kilogramm Dampf hat alsdann sein müssen s x Kubikmeter. Demnach würde das ganze Volumen von $1 - x$ Kilogramm Wasser und x Kilogramm Dampf:

$$(1 - x)\,\sigma + x\,s \text{ Kubikmeter}$$

betragen. Dies Volumen, dessen Gewicht stets 1 Kilogramm beträgt und aus einen Gemenge von Dampf und Flüssigkeit besteht, wird wie bei permanenten Gasen mit v bezeichnet, so daß man hat:

$$v = (1 - x)\,\sigma + x\,s.$$

Statt dessen ist auch zu setzen:

$$v = \sigma - x\,\sigma + x\,s = \sigma + (s - \sigma)\,x$$

d. h. das specifische Volumen eines Gemenges von Dampf und Wasser ist gleich der Summe aus dem specifischen Wasservolumen (σ) und dem Producte aus dem Dampfgewichte (x) in die Differenz des specifischen Dampf- und Wasservolumens. Nun setzt Clausius statt $s - \sigma$ wohl u, wodurch entsteht:

$$v = \sigma + u\,x$$

Es ist hiernach u die Differenz zwischen dem specifischen Dampf- und Wasservolumen.

Für Wasser ist nun	$\sigma = 0{,}001$	Kubikmeter
„ Aether	$= 0{,}0013$	„
„ Alkohol	$= 0{,}0013$	„
„ Aceton	$= 0{,}0012$	„
„ Chloroform	$= 0{,}0006$	„
„ Chlorkohlenstoff	$= 0{,}0006$	„
„ Schwefelkohlenstoff	$= 0{,}0008$	„

Demnach ist σ gegen u x so klein, daß man es bei Rechnungen vernachlässigen und auch einfach

$$v = u\,x$$

setzen kann.

Beispiel.

Welches Volumen nimmt ein Gemenge von Dampf und Wasser bei 100° ein, wenn dasselbe aus 0,3 Kilogramm Dampf und 0,7 Kilogramm Wasser besteht?

Nach Spalte 6 Tabelle II beträgt u bei 100°: 1,649 Kubikmeter, daher ist $u\,x = 1{,}649 \times 0{,}3 = 0{,}4947$ Kubikmeter und $\sigma + u\,x = 0{,}001 + 0{,}4947 = 0{,}496$ Kubikmeter.

Beispiel 2.

In dem specifischen Gemenge von Dampf und Wasser seien bei einer Temperatur von 130,3°: 0,5 Kubikmeter Dampf enthalten, wie viel wiegt derselbe?

Es ist $0{,}5 = 0{,}001 + 0{,}647 . x$, da bei einer Temperatur von 130,3° $u = 0{,}647$ Kubikmeter beträgt. Demnach hat man: $x = \frac{0{,}499}{0{,}647} = 0{,}770$ Kilogramm. Die vorhandene Wassermenge beträgt demnach $1 - 0{,}771 = 0{,}229$ Kilogramm.

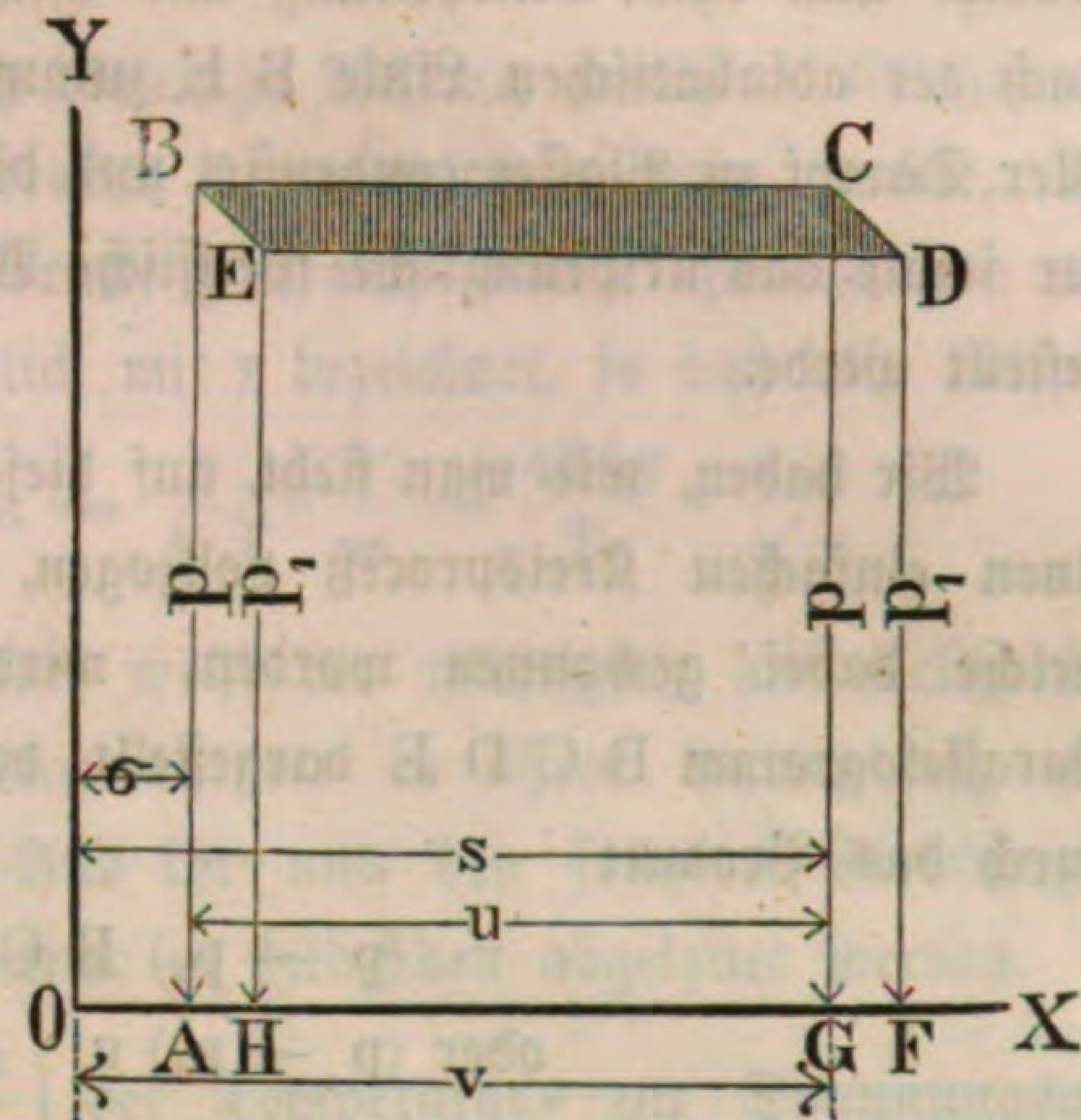
Die Dampfvolumina, berechnet nach Sätzen der mechanischen Wärmelehre.

Nunmehr wollen wir sehen, wie sich nach den Principien der mechanischen Wärmetheorie die specifischen Dampfvolumina berechnen lassen.

Es bezeichne O A Fig. 7 das specifische Wasservolumen. Wir denken uns dasselbe wieder in einem Cylinder von 1 □ Meter Querschnitt eingeschlossen, und den auf dem Wasser liegenden Stempel mit p Kilogramm belastet. σ sei auch das specifische

Wasservolumen oder im vorliegenden Falle die Höhe des Wasserspiegels oder des Kolbens über dem Boden des Gefäßes. Nachdem das Wasser auf t^0 erwärmt worden, möge der aus demselben entstehende Dampf die Spannung $p = A\,B$ erhalten haben. Durch weitere Zuführung von Wärme wird alsdann der Kolben gehoben. Ist alles Wasser in Dampf übergegangen, so sei $O\,G = s$ das specifische Dampfvolumen, mit andern Worten, der Kolben stehe jetzt um

Fig. 7.



die Entfernung O G vom Cylinderboden ab. Die Höhe, welche alsdann der Kolben durchlaufen hat, beträgt $O\,G - O\,A = s - \sigma = u$. Während dieses Ueberganges ist der Druck (p) stets derselbe geblieben.

Wir denken uns nun, das specifische Dampfvolumen s dehne sich auf Kosten seiner inneren Wärme arbeitsverrichtend aus, bis die Temperatur um eine sehr kleine Größe τ gesunken und aus der Spannung p die p_1 geworden ist. Bei dieser geringen Temperaturabnahme dürfen wir annehmen, der gesättigte Dampf verhalte sich wie ein permanentes Gas, auch kann man die Linie C D, welche das Gesetz der Ausdehnung darstellen mag, und die also eine adiabatische Linie sein muß, als gerade Linie betrachten.

Nunmehr möge dem Dampfe von p_1 Atmosphären Spannung allmälig Wärme entzogen werden, bis das specifische Volumen von Wasser und Dampf noch gleich O H ist, dabei bleibe die

Spannung p_1 ununterbrochen dieselbe. Das Volumen der Mischung von Dampf und Wasser oder der Punkt H in unserer Figur sei nun so gewählt, daß, wenn der noch übrig bleibende Dampf nun ohne Mittheilung und Entziehung von Wärme, also nach der adiabatischen Linie B E zusammengedrückt wird, wieder aller Dampf zu Wasser condensirt und die ursprüngliche Temperatur sowie das ursprüngliche specifische Wasservolumen wieder hergestellt werde.

Wir haben, wie man sieht, auf diese Weise mit dem Dampfe einen einfachen Kreisproceß vollzogen, und die äußere Arbeit, welche dabei gewonnen worden, wird durch das schraffirte Parallelogramm B C D E dargestellt, dessen Inhalt sich offenbar durch das Product

$$(p - p_1)\ BC$$

oder $(p - p_1)\ u$

darstellen läßt. Die auf dem Wege A G odes B C zugeleitete Wärme ist größer, als diejenige, welche auf dem Wege F H oder D E abgeleitet wurde, und der Unterschied beider Wärmemengen, in mechanische Arbeit umgesetzt, muß jener äußern Arbeit gleich sein.

Bezeichnen wir die zugeleitete Wärme mit Q, wie dies im ersten Theile geschehen ist, so kann jene Arbeit auch durch den Ausdruck

$$\frac{Q}{A\,T}\left[T - (T - \tau)\right] \text{ (Seite 108 des ersten Theiles)}$$

dargestellt werden, in welchem $T = 273 + t$ die absolute Temperatur des Dampfes auf dem Wege B C, $T - \tau = 273 + t - \tau$ aber diejenige auf der Strecke D E bezeichnet. Wir haben demnach die Gleichung

$$(p - p_1)\ u = \frac{Q}{A\,T}\,\tau.$$

Und wenn wir der Kürze wegen $p - p_1$ mit π bezeichnen, so erhalten wir für u:

$$u = \frac{Q}{A\,T} \cdot \frac{\tau}{\pi}.$$

Nun ist offenbar Q diejenige Wärme, welche 1 Kilogramm Wasser von der Temperatur t zugeleitet werden mußte, um daraus bei constantem Drucke p Dampf von t^0 zu erzeugen und diese haben wir bekanntlich mit r bezeichnet, so daß also entsteht

$$\text{(XII)} \ldots\ldots u = \frac{r}{A\,T} \cdot \frac{\tau}{\pi} = \frac{424\,r}{T} \cdot \frac{\tau}{\pi}.$$

Diese Formel ist nun wohl die wichtigste, auf welche bis jetzt die mechanische Wärmetheorie in ihrer Anwendung auf Dämpfe geführt hat. Aus ihr und den frühern Gleichungen können leicht die noch ferner zu bildenden abgeleitet werden.

Das Verhältniß $\left(\frac{\tau}{\pi}\right)$ der Temperatur- zur Spannungsabnahme läßt sich ganz genau durch die frühern Formeln Seite 16 u. d. flgdn. sowie mit Hülfe höherer Rechnung ermitteln. Indessen bietet die Thatsache, daß die Spannungsdifferenzen zwischen den Temperaturen t + 1, t und t — 1 nicht sehr verschieden von einander sind, ein Mittel dar, jenes Verhältniß auch auf elementarem Wege mit der erforderlichen Genauigkeit zu berechnen. Man kann nämlich annehmen, daß die Bruchtheile aus der halben Differenz der Spannungen von t + 1 und t — 1 Grad denjenigen der Temperaturen selbst proportional sind. Es sei z. B. u für eine Temperatur von 80° zu ermitteln. Wollten wir alsdann die Spannungsdifferenz von 80 und 79° der Rechnung zu Grunde legen, so würde diese Differenz verhältnißmäßig zu klein sein; wollten wir ferner die Differenz zwischen 80 und 81° wählen, so würde diese verhältnißmäßig zu groß sein. Wird aber aus beiden Differenzen das Mittel genommen, so ist dieses Mittel gewiß sehr genau diejenige Ab- oder Zunahme der

Spannung, die sich bei einer sehr kleinen Aenderung der Temperatur herausstellen wird. Bezeichnen wir also z. B. die Spannung bei 81° mit p, diejenige bei 79° mit p_1, so hat man etwa für $\tau = {}^1/_{10}{}^0$:

$$\tau : \pi = {}^1/_{10} : {}^1/_{10} \cdot \frac{p - p_1}{2}$$

Es ist also allgemein:

$$\frac{\tau}{\pi} = \frac{1}{\frac{p - p_1}{2}} = \frac{2}{p - p_1}.$$

Hier bezeichnet p und p_1 den Druck in Kilogrammen pro Quadratmeter. Tabelle I gibt aber denselben in Millimeter Quecksilbersäule. Soll dieser demnach auf jenen reducirt werden, so hat man die in der Tabelle angegebenen Werthe noch mit $\frac{10334}{760}$ zu multipliciren. Es entsteht dann

$$\frac{\tau}{\pi} = \frac{2 \cdot 760}{10334\,(p - p_1)} = \frac{0{,}147}{p - p_1}.$$

Die Formel für u nimmt somit die Gestalt an:

$$u = \frac{424 \cdot 0{,}147\, r}{T\,(p - p_1} = \frac{62{,}328}{p - p_1} \cdot \frac{r}{T} \;\ldots\ldots \text{(XIII)}$$

Das specifische Dampfvolumen s erhalten wir bekanntlich, wenn wir zu u noch das specifische Wasservolumen 0,001 (Kbkm.) addiren. Es ist also

$$s = \frac{62{,}328}{p - p_1} \cdot \frac{r}{T} + 0{,}001 \text{ Kubikmeter.}$$

Beispiel.

Wie groß ist u für 0 und 80°? Nach der Formel des Verfasses ist p bei + 1° : 4,91 und p_1 bei — 1° = 4,25 Mllm. Ferner beträgt die Verdampfungswärme r bei 0° : 606,500 W.-E. Man hat demnach:

$$u = \frac{62,328}{4,91 - 4,25} \cdot \frac{606,5}{273} = 209,78 \text{ Kubikmeter.}$$

Mit Hülfe höherer Rechnung und mit Zugrundelegung der Regnault'schen Werthe für die Spannungen findet man u = 210,66. Die Abweichung ist also verschwindend klein.

Ferner hat man für die Spannung p_1 bei 81° nach der Tabelle 369,258 und für die p_1 bei 79° : 340,464 Millimeter. Demnach entsteht, da r bei 80° = 550,618 ist:

$$u = \frac{62,328}{369,258 - 340,464} \cdot \frac{550,618}{273 + 80} = 3,376 \text{ Kubikmeter.}$$

Folgende Zusammenstellung zeigt, wie genau die nach obiger Formel berechneten Werthe für Wasserdampf mit denjenigen übereinstimmen, welche durch höhere Rechnung erhalten werden. Die Temperaturen sind dabei ganz beliebig gewählt.

Temperatur	Werthe von u berechnet	
	nach unserer Formel.	vermittelst höherer Rechnung.
50°	12,042	12,049
60°	7,650	7,653
80°	3,376	3,379
100°	1,649	1,650
150°	0,3839	0,3839
190°	0,1538	0,1538

Die Columne 6 der Tabelle II enthält die Werthe von u von 0,1 bis 14 Atmosphären.

Neuere Versuche von Tate und Fairbairn haben dargethan, daß die nach den Principien der mechanischen Wärmetheorie berechneten specifischen Dampfvolumina weit besser (und sogar recht genau) mit den Beobachtungen übereinstimmen, als die früher nach dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze berechneten.

Hätte man die Dampfspannungen der andern Seite 33 angeführten Flüssigkeiten auch von Grad zu Grad bestimmt, so

würde man auch für deren Dämpfe die Werthe von u oder s mit derselben Genauigkeit ermitteln können. Da dies nicht geschehen ist, so sind wir nur im Stande, für sie angenäherte Werthe von u zu berechnen. Dennoch weichen dieselben im Ganzen nur wenig von den wirklichen Werthen ab.

Beispiel.

Welches Dampfvolumen bildet sich aus 1 Kilogramm Aether, wenn derselbe bei 40° verdampft?

Man hat für die Spannung (Seite 21) dieses Dampfes

bei 50°:	1264,83 Millimeter.
bei 30°:	634,80 „
Differenz der Spannung für 20°:	630,03 Millimeter.

Also beträgt die Differenz für 2° nämlich für t + 1 und t — 1 Grad d. i. $p - p_1 = 63{,}003$ Mllm. Da nun nach der betreffenden empirischen Formel (Seite 31) r bei 40° für Aether 89,48 W. E. beträgt, da ferner $T = 273 + 40 = 313$ ist, so entsteht: $u = \frac{62{,}328}{63{,}003} \cdot \frac{89{,}48}{313} = 0{,}283$ Kubikmeter. Zeuner findet durch höhere Rechnung: 0,285.

Beispiel 2.

Welches Dampfvolumen besitzt der Alkohol bei 50°?

Bei 60° ist die Dampfspannung (Seite 21)	= 350,21 Millimtr.
„ 40° „ „ „ „	= 133,69 „
Differenz für 20°	= 216,52 Millimtr.
„ „ 2°	= 21,652 „

Nun ist r bei 50° (Seite 31) = 233,79 und T = 323, daher $u = \frac{62{,}328}{21{,}652} \cdot \frac{233{,}79}{323} = 2{,}084.$

Berechnung der äußern und innern Verdampfungswärme.

Da wir nun u für jede Temperatur und Spannung berechnen können, so ist es auch leicht, die bei der Dampfbildung vrrrichtete äußere Arbeit zu bestimmen, welche zur Ueberwindung des constanten Widerstandes Fig. 6 erforderlich ist. Dieselbe beträgt ja, wenn p jenen Widerstand und u den Weg, durch welchen derselbe überwunden wird, bezeichnet

p u Kilogramm-Meter.

Beispiel.

Welche äußere Arbeit verrichtet der Dampf, der aus 1 Kilogramm Wasser bei 150° unter Ueberwindung eines constanten seiner Spannung gleichen Widerstandes gebildet wird?

Bei 150° beträgt die Spannung nach Tabelle I 3581,23 Millimeter oder $\frac{10334 \times 3581{,}23}{760} = 48673{,}14$ Klgr. pro □Mtr. Ferner findet man nach Gleichung XIII für u: 0,384 Kubikmeter, so daß man hat

$$p\,u = 48673{,}14 \times 0{,}384 = 18690{,}43 \text{ Meterkilogramm.}$$

Würde nur $^1/_2$, $^1/_3$, $^1/_4$ rc. Kilogramm Wasser verdampft, so würde natürlich die geleistete Arbeit nur die Hälfte oder den 3. oder 4. Theil von 18690,43 Meterkilogramm betragen.

Die zur äußern Arbeitsverrichtung (p ü) verwendete Wärme, die wir äußere Verdampfungswärme genannt haben, beträgt nun

$$A\,p\,u = \frac{p\,u}{424} \text{ W.-E.}$$

Demnach würde 1 Kilogramm Wasser zur äußern Verdampfungswärme bei 150°

$$\frac{18690{,}43}{424} = 44{,}08 \text{ W.-E.}$$

erfordern.

Auf diese Weise ist die äußere Verdampfungswärme berechnet und in Tabelle II Spalte 5 von 0,1 bis zu 14 Atmosphären zusammengetragen. Man sieht, daß dieselbe mit der Temperatur oder der Expansivkraft des Dampfes wächst.

Da wir nun die ganze Verdampfuugswärme r durch Regnault's Versuche kennen und die äußere Verdampfungswärme nach obiger Formel zu berechnen im Stande sind, so erhalten wir die innere Verdampfungswärme ϱ aus der Gleichung

$$\varrho = r - A p u \quad \text{(Seite 34).}$$

Man findet sie in Tabelle II, Spalte 4, für verschiedene Spannungen zusammengestellt. Es liegt auf der Hand, daß diese innere Verdampfungswärme mit der Temperatur abnehmen muß, da die äußere Verdampfungswärme zunimmt.

Was endlich die sogenannte Dampfwärme J anbetrifft, so findet sich diese jetzt aus der Gleichung

$$J = W - A p u \quad \text{(Seite 35).}$$

Da beim Wasserdampfe u nur um 0,001 Kubikmeter von dem specifischen Dampfvolumen s verschieden und s gegen 0,001 stets sehr groß ist, so kann auch u statt s gesetzt werden. Unter diesen Umständen gebrauchen nun u Kubikmeter als innere Verdampfungswärme ϱ W.-E., demnach gebraucht 1 Kubikmeter

$$\frac{\varrho}{u} \text{ W.-E.}$$

Der Ausdruck $\frac{\varrho}{u}$ gibt uns also an, wie viele Calorien für 1 Kubikmeter Dampf unter verschiedenen Spannungen zur inneren Verdampfungswärme erforderlich sind. Da wir von demselben in der Folge häufig Gebrauch machen müssen, so findet sich in Tabelle II eine Zusammenstellung der verschiedenen Werthe desselben.

Empirische Formeln zur Berechnung der innern und äußern Verdampfungswärme und des specifischen Dampfvolumens.

Dem Praktiker, für den besonders die leichte und genaue Ermittelung von u oder s von großer Wichtigkeit ist, muß es darum zu thun sein, empirische Formeln für diese Größen zu besitzen, um aus diesen, in Ermangelung der Tabellen, mit Zuverlässigkeit jene Größen für verschiedene Dampfspannungen bestimmen zu können. Die im Vorigen angegebene Berechnung von u ist zu umständlich, als daß sie vom Praktiker benutzt werden könnte. Zeuner hat zuerst, gestützt auf die vorhin mitgetheilten Rechnungen diesem Bedürfniß abgeholfen. Wie schon Seite 33 bemerkt, ergab sich ihm, daß die innere Verdampfungswärme ϱ durch die einfache Formel

$$\varrho = 575{,}40 - 0{,}791\,t$$

für jede Temperatur t berechnet werden könne.

Nun ist bekanntlich nach (IX) Seite 34,

$$A\,p\,u = r - \varrho$$

oder da $r = W - q$ ist:

$$A\,p\,u = W - \varrho - q.$$

Für W hatte man nach Regnault: $606{,}5 + 0{,}305\,t$ u. für q: $t + 0{,}00002\,t^2 + 0{,}0000003\,t^3$, Seite 26, Gleichung (II); demnach entsteht

$$A\,p\,u = 606{,}5 + 0{,}305\,t - (575{,}40 - 0{,}791\,t)$$
$$- (t + 0{,}00002\,t^2 + 0{,}0000003\,t^3)$$

und nach gehöriger Reduction:

$$A\,p\,u = 31{,}1 + 0{,}096\,t - 0{,}00002\,t^2 - 0{,}0000003\,t^3.$$

Dieser Ausdruck setzt uns also in den Stand, die äußere Verdampfungswärme (A p u) allein mit Hülfe der Temperatur zu bestimmen.

Dividiren wir die letzte Gleichung durch A p, so entsteht:

$$u = \frac{31,1 + 0,096\,t - 0,00002\,t^2 - 0,0000003\,t^3}{A\,p} \ldots\ldots (XIV)$$

Da A bekannt ist, so hat man also zur Bestimmung von u nur nöthig zu wissen, wie p mit der Temperatur wächst. Dazu bedient man sich freilich am besten der Tabelle I oder II oder in Ermangelung derselben einer der im Früheren angegebenen Expansionsformeln.

Beispiel.

Welches ist der Unterschied zwischen dem specifischen Dampf- und Wasservolumen (mit anderen Worten, welches ist der Werth von u) bei 130 und 200°?

Nach Tabelle I beträgt die Spannung bei 130°: 2030,28 Mllm. Quecksilbers., daher der Druck p in Kilogrammen pro Quatratmeter $\frac{10334}{760} \times 2030,28 = 27602$ Klgr. — Nun ist $t = 130$, $t^2 = 16900$, $t^3 = 2197000$. Man erhält daher

$$u = \frac{424(31,1 + 0,096 \times 130 - 0,00002 \times 16900 - 0,0000003 \times 2197000)}{27602}$$

$$u = \frac{424\,(31,1 + 12,48 - 0,338 - 0,6591)}{27602}$$

$$u = \frac{424\,(43,58 - 0,9971)}{27602} = \frac{424 \times 42,583}{27602} = 0,6548.$$

Bei 200° beträgt die Spannung 11688,96 Millimeter $= \frac{10334}{760} \times 11688,96 = 158937$. Ferner ist $t = 200$, $t^2 = 40000$, $t^3 = 8000000$ und man hat:

$$u = \frac{424(31,1 + 0,096 \times 200 - 0,00002 \times 40000 - 0,0000003 \times 8000000)}{158937}$$

$$= \frac{424\,(31,1 + 19,2 - 0,8 - 2,4)}{158937} =$$

$$\frac{424\,(50,3 - 3,2)}{158937} = \frac{19970}{158937} = 0,1262.$$

In Ermangelung von Tabellen dürften zur Berechnung der Spannungen p für die Grade unter 100 die Magnus'sche, für die über 100 die Formel des Verfassers die einfachsten sein. Die erstere schließt sich im Ganzen für die Grade unter 100 den Regnault'schen Berechnungen etwas genauer an, als die andere, für die Grade über 100 verhält sich aber die Sache umgekehrt.

Auch für die früher namhaft gemachten Flüssigkeiten hat Zeuner empirische Formeln für die äußere latente Dampfwärme abgeleitet. Er findet auf Grund sorgfältiger Berechnungen

für Aether: $A\,p\,u = 7{,}46 + 0{,}02747\,t - 0{,}0001354\,t^2$

" Aceton: $A\,p\,u = 8{,}87 + 0{,}06185\,t - 0{,}0002845\,t^2$

" Chloroform: $A\,p\,u = 4{,}56 + 0{,}01797\,t - 0{,}0000367\,t^2$

" Chlorkohlenstoff: $A\,p\,u = 3{,}43 + 0{,}01671\,t - 0{,}0000546\,t^2$

" Schwefelkohlenstoff: $A\,p\,u = 7{,}21 + 0{,}02524\,t - 0{,}0000918\,t^2$.

Beispiel.

Welches Volumen entsteht aus 1 Kilogramm Aether, wenn derselbe bei 40° verdampft?

Nach Seite 21 beträgt die Spannung des Aetherdampfes bei 40°: 907,04 Millimeter, daher der Druck desselben pro Quadratmeter $\frac{10334}{760} \times 907{,}04 = 12297{,}5$ Kilogramm. Nun ist in unseres Formel statt t zu setzen 40 und statt t^2: 1600. Daher hat man $A \times 12297{,}5 \times u = 7{,}46 + 0{,}02747 \times 40 - 0{,}0001354 \times 1600$ oder $\frac{1}{424} \times 12297{,}5 \times u = 8{,}3422$, mithin $u = \frac{8{,}3422 \times 424}{12297} = 0{,}287$ Kubikmeter. Seite 46 erhielten wir für u den Werth 0,283 Kubikmeter, der also vom vorigen nur wenig abweicht.

Dichtigkeit des gesättigten Dampfes.

Die vorstehenden Untersuchungen werden uns nun zeigen, daß die Ansicht Gay-Lussac's die Dichtigkeit des gesättigten Dampfes sei stets 0,6225 von derjenigen der Luft bei gleicher Temperatur und Spannung nicht zutreffend ist.

Da das specifische Dampfvolumen, d. h. das Volumen von 1 Kilogramm Dampf $s = u + \sigma$ Kubikmeter beträgt, so ist das Gewicht γ von 1 Kubikmeter Dampf, welches Gewicht auch specifisches Gewicht genannt wird

$$\gamma = \frac{1}{s} = \frac{1}{u + \sigma} = \frac{1}{u + 0{,}001} \text{ Kilogramm.}$$

So beträgt z. B. bei 150° das Gewicht von 1 Kbkm. Dampf

$$\gamma = \frac{1}{0{,}384 + 0{,}001} = \frac{1}{0{,}385} = 2{,}597 \text{ Kilogramm.}$$

Die Werthe von γ sind in Spalte 7 der II. Tabelle von 0,1 bis 14 Atmosphären Spannung enthalten. Nun ist für atmosphärische Luft allemal

$$p\,v = R\,T = 29{,}272\,T$$

also das specifische Volumen (Volumen von 1 Kilogramm)

$$v = \frac{29{,}272\,T}{p}$$

und umgekehrt, das specifische Gewicht (Gewicht von 1 Kbkm.)

$$\gamma_1 = \frac{1}{v} = \frac{p}{29{,}272\,T}$$

Es beträgt nun beispielsweise bei 150° die Spannung des Dampfes 4,71 Atmosphären, also der Druck p auf 1 □Meter Fläche: $4{,}71 \times 10334 = 48673$ Kilogramm. Da nun $T = 273 + 150 = 423$ ist, so wäre bei dieser Temperatur und Spannung das Gewicht γ_1 von 1 Kubikmeter Luft:

$$\gamma_1 = \frac{48673}{29{,}272 \times 423} = \frac{48673}{12382} = 3{,}930 \text{ Kilogramm.}$$

Dagegen beträgt das Gewicht γ von 1 Kubikmeter gesättigten Dampfes unter denselben Umständen 2,597 Kilogramm, wie vorhin berechnet worden ist. Mithin haben wir für die Dichtigkeit (δ) des gesättigten Dampfes, d. h. für das Verhältniß der Gewichte gleicher Räume von Luft und Dampf:

$$\delta = \frac{\gamma}{\gamma_1} = \frac{2{,}597}{3{,}930} = 0{,}661.$$

Berechnet man auf die hier angegebene Weise das specifische Gewicht des Dampfes und der Luft für verschiedene Temperaturen und Spannungen, so findet man für die Dichtigkeit (δ) des Dampfes

bei	0,1	0,5	1	2	5	10 Atmosphären
$\delta =$	0,621	0,633	0,640	0,648	0,662	0,676

woraus denn erhellet, daß die Dichtigkeit mit wachsender Temperatur ziemlich stark zunimmt. Es ist demnach der Ausdruck

$$\frac{p\,v}{T}$$

nicht eine constante Größe (R) wie bei Gasen; demnach muß auch der gesättigte Dampf andern Gesetzen unterworfen sein, als diese.

Vierter Abschnitt.

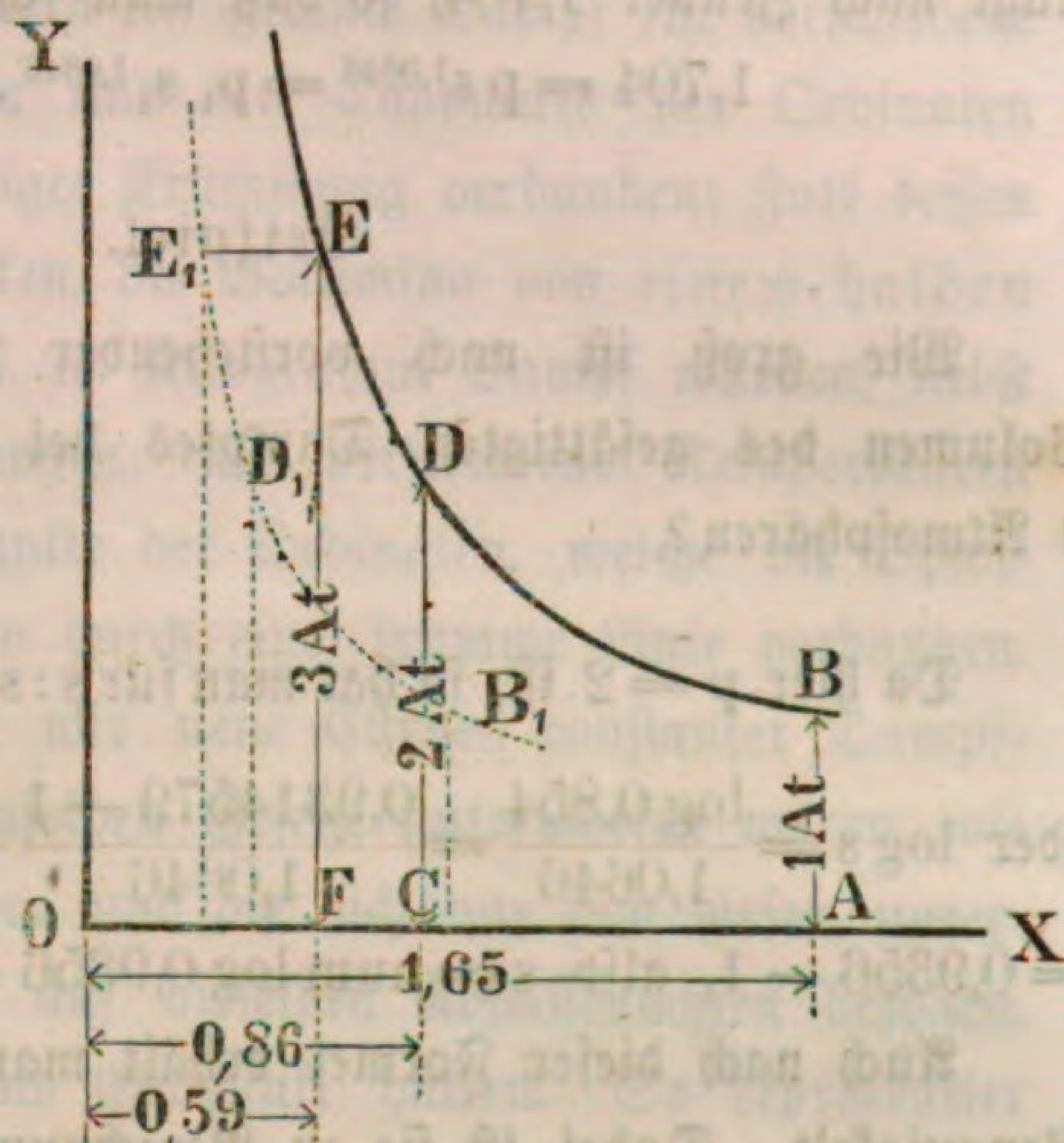
Curve constanter Dampfgewichte. Empirische Formeln. Verhalten des Dampfes, wenn er sich arbeitsverrichtend ausdehnt. Berechnungen.

Curve constanter Dampfgewichte.

Tragen wir die Volumina von beispielsweise 1 Kilogramm Dampf für verschiedene Spannungen als Abscissen und die zugehörigen Spannungen als Ordinaten auf, so erhalten wir, wenn die Endpunkte jener Ordinaten durch eine Linie von stetiger Krümmung mit einander verbunden werden, eine Curve, welche uns das Gesetz veranschaulicht, nach welchem die Volumina abnehmen, wenn die Dampfspannungen wachsen. Zeuner nennt die Linie „Curve constanter Dampfmengen", es möchte genauer sein, sie „Curve constanter Dampfgewichte" zu nennen. Es beträgt nun für eine Spannung von 1 Atm. das Volumen von 1 Kilogr. Dampf nach Tabelle II $0{,}649 + 0{,}001 = 0{,}650$ Kbkm. Behalten wir nur 2 Decimalstellen bei, so ist also $s = 0{,}65$. Demnach haben wir O A, Fig. 8, $= 1{,}65$ Einheiten eines bestimmten Maßstabes gleich gemacht und auf die in A B er-

richtete Senkrechte die Einheit A B eines andern Maßstabes abgetragen. Ferner beträgt das Volumen von 1 Kilogramm Dampf bei 2 Atmosphären circa 0,86 Kubikmeter; es ist demnach O C = 0,86 vom erstern und C D = 2 vom letztern Maßstab gemacht worden. U. s. f. Endlich haben wir die Punkte E, D, B durch die Curve E D B miteinander verbunden.

Fig. 8.



Man sieht nun, daß beinahe die Volumina im umgekehrten Verhältniß wie die Spannungen abnehmen, mit anderen Worten, daß die erstern 2, 3, 4 mal kleiner werden, wenn die Spannungen um das 2, 3, 4 fache wachsen. Wäre dies freilich vollständig der Fall, so würden die Verhältnisse zwischen den Spannungen und dem specifischen Volumen der Dämpfe durch die Gleichung

$$p\,s = p_1\,s_1 = p_2\,s_2 = \text{etc.}$$

dargestellt werden können. Wie aber die Figur zeigt und wie dies auch aus den bisherigen Erörterungen zur Genüge hervorgeht, tritt jener Fall nicht vollständig ein. Zeuner hat indessen durch Berechnungen gefunden, daß man das Gesetz, welchem jene Curve constanter Dampfgewichte unterworfen ist, sehr genau durch die Formel

$$(XV) \ldots\ldots p\,s^{1{,}0646} = p_1\,s_1^{\,1{,}0646} = p_2\,s_2^{\,1{,}0646}$$

ausdrücken könne, wo also der Exponent von s, s_1 nur um

0,0646 größer ist, als derjenige in obiger Formel, die das Gesetz von Mariotte für permanente Gase enthält.

Natürlich müssen diese Producte, da sie alle einander gleich sind, auch einen constanten Werth repräsentiren und dieser beträgt nach Zeuner 1,704, so daß man schreiben kann:

$$1{,}704 = p\, s^{1{,}0646} = p_1\, s_1^{1{,}0646} \ldots . (XVI).$$

Beispiel.

Wie groß ist nach vorstehender Formel das specifische Volumen des gesättigten Dampfes bei einer Spannung von 2 Atmosphären?

Da hier $p = 2$ ist, so hat man für s: $s = \sqrt[1{,}0646]{\frac{1{,}704}{2}} = \sqrt[1{,}0646]{0{,}854}$

oder $\log s = \frac{\log 0{,}854}{1{,}0646} = \frac{0{,}9314579 - 1}{1{,}0646} = \frac{0{,}9960579 - 1{,}0646}{1{,}0646}$

$= 0{,}9356 - 1$, also $s = \text{num} \log 0{,}9356 - 1 = 0{,}8622$.

Auch nach dieser Formel erhält man s sowie u mit großer Genauigkeit. Dabei ist sie zu Berechnungen weit bequemer als als Gleichung XIV. Gleichzeitig kann man vermittelst derselben auch leicht das specifische Gewicht γ des Dampfes berechnen. Da nämlich $\gamma = \frac{1}{s}$ und umgekehrt $s = \frac{1}{\gamma}$ ist, so hat man:

$$1{,}704 = p \left(\frac{1}{\gamma}\right)^{1{,}0646}$$

$$\text{oder } \gamma^{1{,}0646} = \frac{1}{1{,}704} \cdot p = 0{,}5868 \,.\, p$$

$$\text{endlich } \gamma = p^{\frac{1}{1{,}0646}} \times \sqrt[1{,}0646]{0{,}5868}$$

$$\gamma = 0{,}6061 \times p^{0{,}9393}.$$

Vermittelst dieser Formel hat Zeuner das specifische Gewicht des Dampfes für verschiedene Spannungen berechnet und mit denjenigen Werthen verglichen, die nach den früheren Berechnungen erhalten wurden. Die Uebereinstimmung ist so groß, daß nur

bei einigen Werthen eine Abweichung von einer Einheit in der dritten Decimalstelle stattfindet. Demnach würden denn die letzten Formeln von großem praktischen Nutzen sein.

Wir haben oben angenommen, es würden die Volumina und Spannungen von einem Kilogramm Dampf für verschiedene Temperaturen aufgetragen und die Endpunkte der Ordinaten durch eine Curve von stetiger Krümmung verbunden; statt dessen können wir uns auch denken, die Volumina von einem halben oder einem drittel u. s. w. Kilogramm Dampf würden, nebst den zugehörigen Spannungen, für verschiedene Temperaturen construirt und die Endpunkte der Ordinaten, welche die Spannungen bezeichnen, würden durch eine krumme Linie verbunden. In diesem Falle erhielten wir neue Curven constanter Dampfgewichte, die natürlich demselben Gesetze unterworfen wären, wie die oben betrachtete Curve, und die sich nur von dieser unterscheiden würden, daß sie, auf dieselben Abscissenachsen bezogen, einen andern Anfangs- und Endpunkt hätten. So repräsentirt z. B. Fig. 8 die punktirte Linie E_1 D_1 B_1 die Curve constanten Dampfgewichtes von $^1/_2$ Kilogramm Dampf.

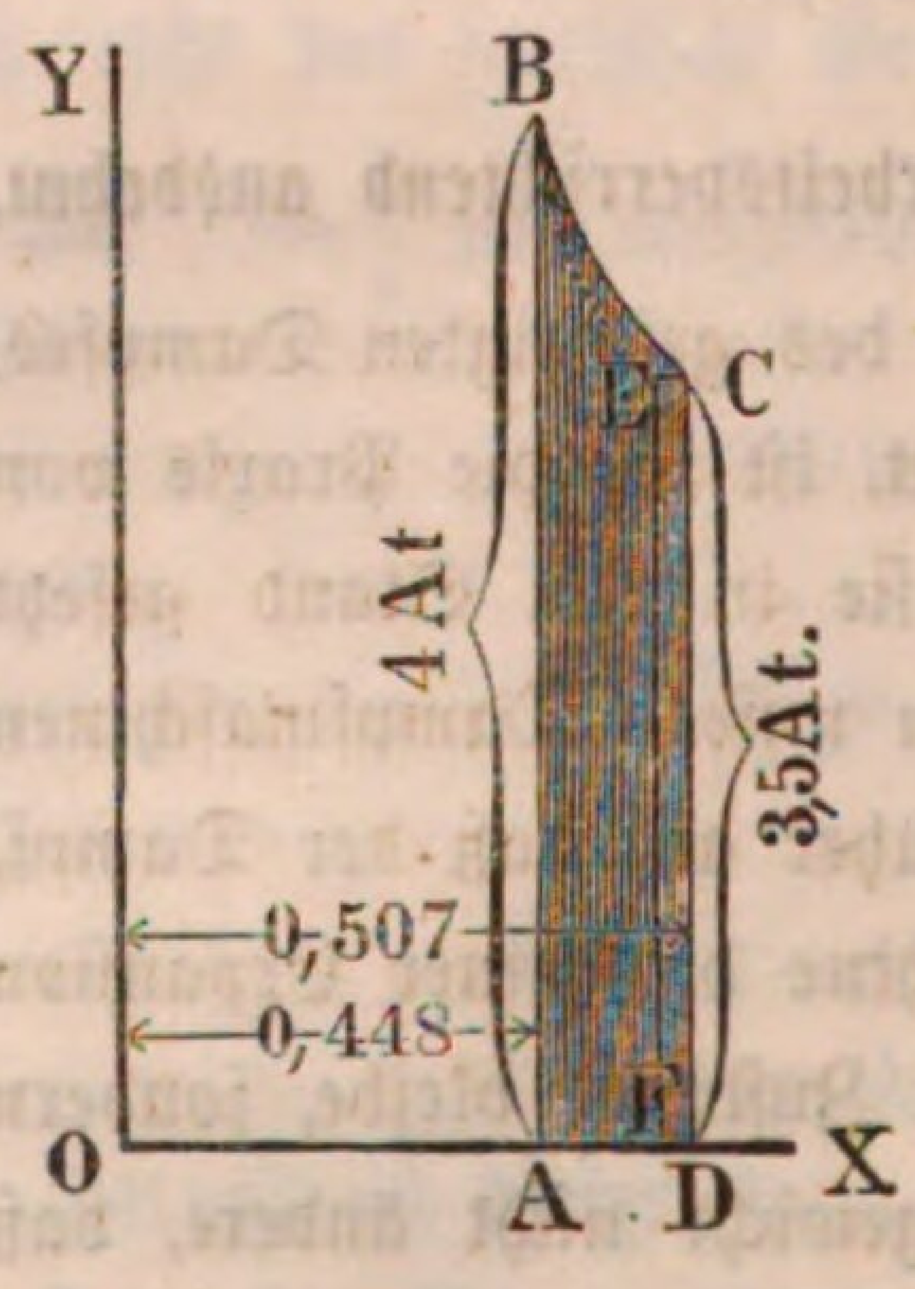
Verhalten des Dampfes, wenn er sich arbeitsverrichtend ausdehnt.

Die Kenntniß über das Verhalten des gesättigten Dampfes, wenn er sich arbeitsverrichtend ausdehnt, ist für die Praxis von besonderer Wichtigkeit, da wir durch sie in den Stand gesetzt werden, die Wirkungen des Dampfes in unsern Dampfmaschinen genauer zu berechnen. Man nahm früher an, daß der Dampf, wenn er den Kolben einer Dampfmaschine bei seiner Expansion weiter schiebt, nicht nur im gesättigten Zustande bleibe, sondern daß sich auch das vorhandene Dampfgewicht nicht ändere, daß also die Ausdehnung nach der Curve constanter Dampfmengen oder Dampfgewichte stattfinde. Insbesondere war es Pambour, dem wir die erste ausführlichere und gründlichere Theorie der

Dampfmaschinen verdanken, der dieses Princip bei seinen Entwickelungen zu Grunde legte, und nach ihm haben denn auch alle übrigen Schriftsteller, bis auf die neueste Zeit, diesen Satz als richtig angenommen. Wenn nun aber auch der gesättigte Dampf unter den angegebenen Umständen gesättigt bleibt, wie dies allerdings die älteren Beobachtungen Pambours, sowie die neueren von Hirn dargethan haben, so bleibt doch die vorhandene Dampfmenge nicht constant, mit andern Worten, die Expansion erfolgt nicht nach der Curve constanter Dampfgewichte. Dies Letztere konnte nur mit Hülfe der mechanischen Wärmetheorie richtig erkannt und dargethan werden, was denn auch schon im Jahre 1851 fast gleichzeitig von Clausius und Rankine geschehen ist. Es ist leicht, schon durch eine einfache Betrachtung zu zeigen, daß die Expansion des Dampfes in einer Dampfmaschine nicht nach der Curve constanter Dampfgewichte stattfinden kann.

Nehmen wir einmal an, es repräsentire O A Fig. 9 das hinter dem Kolben eingeschlossene Dampfvolumen. Dasselbe besitze eine Temperatur von $t = 144^0$ und mithin eine Spannung von $p = 4$ Atm. $= 41336$ Kilogramm pro Quadratmeter, gleichzeitig möge O A das Volumen von 1 Klgr. $= 0{,}447$ Kubikmeter Dampf sein. Dehnt sich dieser Dampf nun bis zu dem Volumen $O D = 0{,}507$ Kubikmeter aus, so sinkt die Temperatur auf 140,44 Grad und die Spannung auf $C D = 3{,}5$ Atmosphären $= 36169$ Kilogromm pro Quadratmeter herab. Bleibt nun der Dampf während dieser Ausdehnung gesättigt und das Dampfgewicht (1 Kilogramm) constant, so stellt

Fig. 9.



die Curve BC ein Stück von der Curve constanter Dampfgewichte dar, und die schraffirte Fläche ABCD bezeichnet die mechanische Arbeit, welche bei der Ausdehnung verrichtet wurde. Den Inhalt dieser Fläche kann man nun ungefähr wie den Inhalt eines Trapezes berechnen. Er beträgt dann:

$$\frac{AB + CD}{2} \times AD$$

oder wenn man statt der Linien die eben aufgeführten Zahlen setzt:

$$\frac{41336 + 36169}{2} \times (0{,}507 - 0{,}447) = 2325 \text{ Meterkilogramm.}$$

Diese Arbeit repräsentirt einen Wärme von

$$\frac{2325}{424} = 5{,}49 \text{ W.-E.}$$

Nun beträgt die in 1 Kilogr. Dampf von 4 Atm. wirklich enthaltene Wärme (die sogenannte Dampfwärme):

$$J = 145{,}31 + 461{,}50 = 606{,}81 \text{ W.-E.}$$

und die in demselben Dampfgewichte enthaltene Wärme bei 3,5 Atm.

$$J = 140{,}44 + 465{,}26 = 605{,}70 \text{ W.-E.}$$

Es sind demnach in 1 Kilogramm Dampf von 4 Atm.

$$606{,}81 - 605{,}70 = 1{,}11 \text{ W.-E.}$$

mehr enthalten, als in einem solchen von 3,5 Atmosphären und diese sind also nicht im Stande jene Arbeit von 2315 Mtrklgr. zu leisten, vielmehr hätte man zur Hervorbringung jener Arbeitsleistung noch 5,49 — 1,11 = 4,38 W.-E. zuzuleiten.

Da nun nach unserer Annahme von Außen keine Wärme zugeführt worden, so bleibt uns nichts Anderes übrig, als anzunehmen, daß sich Dampf niedergeschlagen und daß diese niederschlagene Dampfmasse jenen Mangel an Wärme von 4,38 W.-E. geliefert habe.

Da sich nun während der Expansion Dampf niederschlägt, so kann andrerseits die Expansionsleistung nicht so groß sein, als wenn die Dampfmasse constant erhalten worden wäre, wie dies früher angenommen wurde, und daraus folgt schon, daß die

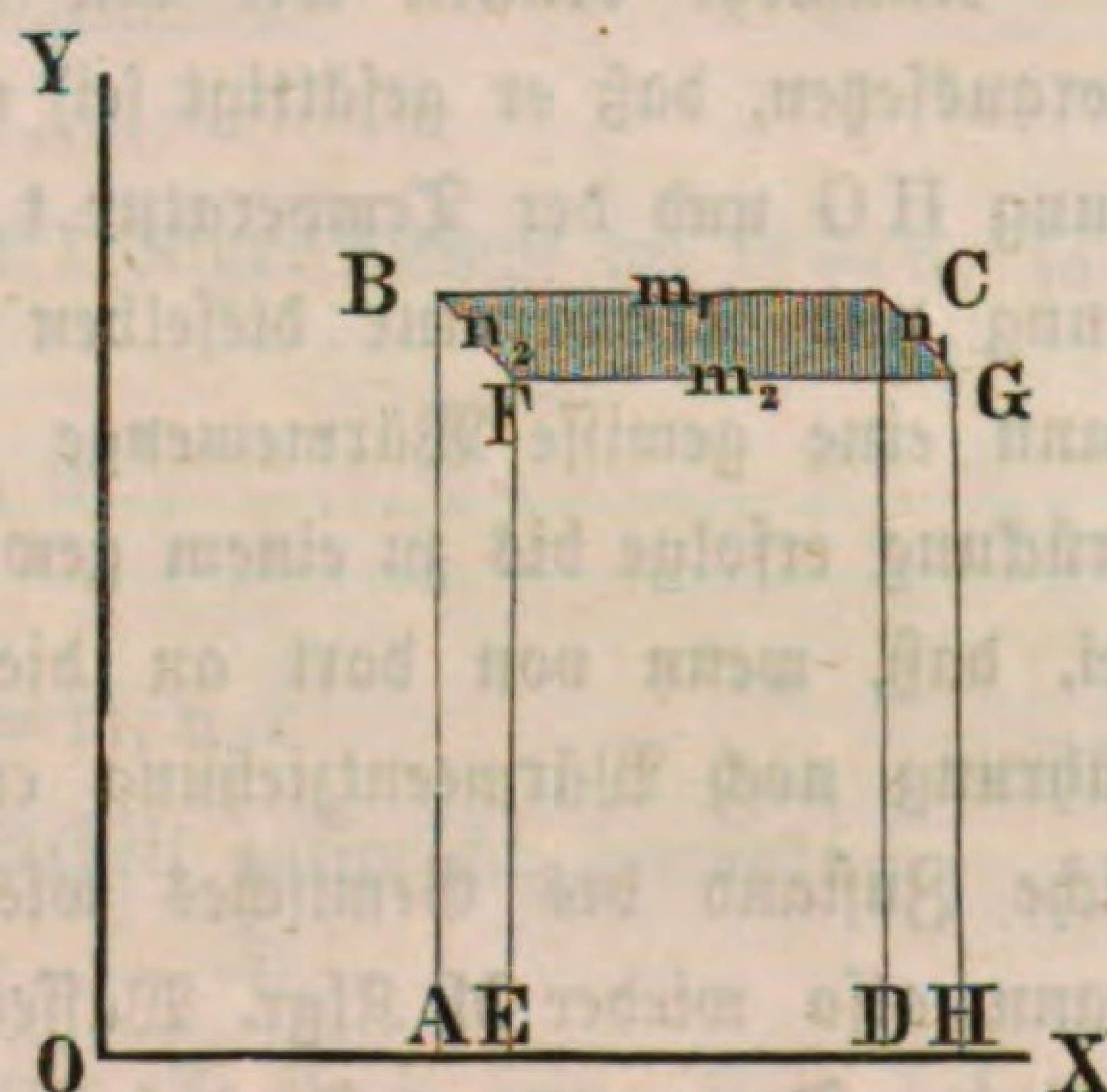
Curve, welche das Gesetz der Spannungsabnahme bei der Expansion darstellt, sich schneller der Abscissenachse O X nähern muß, als die Curve B C, welche, wie bemerkt, ein Stück von einer Curve constanter Dampfgewichte darstellt. Und wenn nun auch die Endspannung dieselbe ist, als hätte die Ausdehnung nach jener Curve stattgefunden, so muß doch offenbar das Endvolumen geringer sein, es kann also nicht O D betragen, sondern muß vielmehr durch eine Linie dargestellt werden, welche kleiner ist als O D. Ist O F diese Linie und F E = C D die Größe der Spannung am Ende der Expansion, so muß die Arbeitsleistung des Dampfes während seiner Ausdehnung durch den Inhalt der Figur A B E F dargestellt werden. Das Volumen O F, die Spannung E F müssen für die Endtemperatur doch Volumen und Spannung liefern, welche dem übrig bleibenden Dampfe als gesättigtem Dampfe entsprechen. Der Punkt E muß also nothwendig wieder in einer Curve constanter Dampfgewichte liegen, aber in einer solchen, welche einem Dampfgewichte entspricht, das kleiner ist, als 1 Kilogramm. — Da wir dem ursprünglich vorhandenen Dampfgewichte von einem Kilogramm von Außen Wärme weder zu- noch abgeleitet haben, da also die Ausdehnung bei der Expansion allein auf Kosten der innern Arbeit stattgefunden hat, so muß die punktirte Linie B E ein Stück von einer adiabatischen Curve sein.

Unser Beispiel zeigt uns nun recht deutlich, daß sich bei der Expansion des Dampfes Dampf niederschlagen muß, (da derselbe nach der Erfahrung seinen gesättigten Zustand beibehält) oder daß demselben im andern Falle von Außen so viel Wärme zuzuführen ist, als zur Verhütung der Condensation erfordert wird, es gibt uns aber über den genauern Werth dieser Wärme keinen Aufschluß, da ja die Arbeitsleistung bei der Expansion nicht durch den Inhalt der Figur A B C D repräsentirt wird, sondern durch den der kleineren Figur A B E F. Wollen wir

also jene Wärme berechnen, so müssen wir dazu einen andern Weg einschlagen. Einen solchen hat uns zuerst der verdienstvolle Clausius in seiner ersten Abhandlung über mechanische Wärmetheorie (Braunschweig bei Frdr. Vieweg 1864) vorgezeichnet und diesen wollen wir zuerst einschlagen. Alsdann möge es uns gestattet sein, auf einen etwas kürzeren Weg aufmerksam zu machen, der aber eben so richtig sein dürfte.

Wir denken uns wieder in einem prismatischen Gefäße ein Gemisch von Dampf und Wasser eingeschlossen; die Temperatur desselben sei $= t$, die Spannung $= AB$, Fig. 10. Von diesem Gemische seien M Klgr. flüssig und m Klgr. dampfförmig. Auf dem Dampfe laste ein Kolben, dessen Druck auch AB betrage.

Fig. 10.



Wir führen dem Wasser Wärme zu, setzen aber voraus, daß die Spannung des Dampfes dieselbe bleibe. In diesem Falle wird alle zugeführte Wärme zur Dampfbildung benutzt, also latent. Gesetzt, man habe nun so viel Wärme zugeführt, daß m_1 Klgr. Wasser verdampft, daß sich also m_1 Klgr. Dampf gebildet hätten, mithin jetzt $m + m_1$ Klgr. Dampf im Ganzen vorhanden seien. Bezeichnen wir nun die Wärme, welche latent wird, wenn 1 Klgr. Wasser bei der Temperatur t und dem constanten Drucke AB verdampft, mit r_1, so beträgt die zugeleitete Wärme

$$m_1 \; r_1 \text{ W.-E. } \ldots\ldots (1)$$

Nunmehr lassen wir das ganze eingeschlossene Dampfvolumen $(m + m_1)$ expandiren, ohne Zuführung oder Entziehung von Wärme; die Ausdehnung soll also auf Kosten der inneren

Wärme des Gemisches stattfinden. Es wird demnach die Temperatur des Gemisches sinken. Setzen wir voraus, die Ausdehnung erfolge auf einem sehr kleinen Wege C G, so wird auch die Temperaturabnahme gering sein. Wir bezeichnen dieselbe mit τ, so daß also in G die Temperatur der ganzen eingeschlossenen Masse $t - \tau$ beträgt. Es ist klar, daß die Linie C G ein Stück von einer adiabatischen Curve ist. Es möge nun entgegengesetzt unsern obigen Berechnungen angenommen werden, daß sich bei der Ausdehnung auf dem Wege C G n_1 Klgr. Dampf noch gebildet haben.

Nunmehr drücken wir den Dampf (von dem wir immer voraussetzen, daß er gesättigt sei) vom Volumen O H, der Spannung H G und der Temperatur $t - \tau$ so zusammen, daß Spannung und Temperatur dieselben bleiben. Dabei müssen wir dann eine gewisse Wärmemenge ableiten. Diese Zusammendrückung erfolge bis zu einem gewissen Punkte F, der so gewählt sei, daß, wenn von dort an die Dampfmasse ohne Wärmezuführung noch Wärmeentziehung comprimirt wird, der ursprüngliche Zustand des Gemisches wieder erreicht werde, daß man dann also wieder M Klgr. Wasser und m Klgr. Dampf, beide von der Temperatur t Grad besitze. Alsdann ist die Temperatur des Gemisches auf dem Wege F B wieder um τ gestiegen, und die Arbeit, welche der Dampf bei seiner Ausdehnung auf dem Wege C G abgegeben, hat er auf dem F B wieder aufgenommen. Wir haben hiernach wieder mit dem eingeschlossenen Dampfe einen einfachen Kreisproceß beschrieben; innere Arbeit ist demnach weder gewonnen worden, noch verloren gegangen.

Es möge nun die Wärme, welche 1 Klgr. Dampfe von der Temperatur $t - \tau$ zu entziehen ist, um daraus 1 Klgr. Wasser von der Temperatur $t - \tau$ zu bilden $= r_2$ sein, so hat man, wenn auf dem Wege G F m_2 Klgr. Dampf condensirt wurden:

$$m_2 \, r_2 \text{ W.-E.} \ldots\ldots (2)$$

ableiten müssen. Der Ueberschuß der verbrauchten gegen die abgeleitete Wärme beträgt demnach:

$$m_1 r_1 - m_2 r_2 \text{ W.-E. } \ldots\ldots (3)$$

Durch diesen Ueberschuß von Wärme ist eine mechanische Arbeit gewonnen worden, welche durch den Inhalt des Figur BCGF dargestellt wird, die wir, da die Linien CG und BF sehr klein und darum als gerade Linien zu betrachten sind, als Parallelogramm ansehen können. Der Inhalt desselben beträgt

$$BC \times (AB - FE)$$

Und wenn wir die Differenz $AB - FE$, wie dies früher, Seite 43, geschehen ist, mit π bezeichnen:

$$BC \, . \, \pi.$$

Ist nun das Volumen von 1 Klgr. Dampf bei $t^0 = u$, so ist das von m_1 Klgr.

$$m_1 \, u$$

Daher $BC = m_1 \, u$ und

$$BC \, . \, \pi = m_1 \, u \, \pi$$

Die Wärme, welche dieser Arbeit entspricht, beträgt:

$$A \, m_1 \, u \, \pi \ldots\ldots (4)$$

Diese Wärme muß der unter (3) gleich sein. Wir haben daher folgende Gleichung:

$$(5) \ldots\ldots m_1 r_1 - m_2 r_2 = A \, m_1 \, u \, \pi.$$

Nun beträgt das auf dem Wege BCG gebildete Dampfgewicht

$$m_1 + n_1$$

und das auf dem Wege GFB niedergeschlagene

$$m_2 + n_2$$

wenn wir annehmen, daß bei der Zusammendrückung auf der Strecke BF n_2 Klgr. Dampf niedergeschlagen worden seien. Da wir am Ende des Processes wieder das ursprüngliche Wasser- und Dampfquantum erhalten haben, so muß

$$m_1 + n_1 = m_2 + n_2 \ldots\ldots (6)$$

sein. Hieraus wäre

$$m_2 = m_1 + n_1 - n_2 \ldots\ldots (7)$$

Und wenn wir diesen Werth in (5) einsetzen, entsteht:

$$(8) \ldots\ldots m_1 r_1 - m_1 r_2 - n_1 r_2 + n_2 r_2 = A m_1 u \pi.$$

Aus dieser Gleichung kann man nun die Größen n_1 und n_2 fortschaffen.

Wir haben angenommen, auf dem Wege C G, also bei der Ausdehnung des Gemisches, finde ein Verdampfen, also Wärmeentziehung statt. Da auf demselben n_1 Klgr. Dampf entstehen sollen, so betrüge die entzogene Wärmemenge

$$n_1 r_2 \text{ W.-E.}$$

Diese sind von dem vorhandenen Wasser und Dampfe genommen. Ist die specifische Wärme des Wassers = c, so beläuft sich die Wärmemenge, welche der vorhandenen Wassermasse $M - m_1$ entzogen worden, auf

$$(M - m_1) c \tau \text{ W.-E.}$$

Die vorhandene Dampfmasse $m + m_1$ hat aber dann auch Wärme abgegeben. Denken wir uns, 1 Klgr. gesättigter Dampf von t Grad, müsse h W.-E. abgeben, wenn er bei seiner Ausdehnung und Temperaturerniedrigung auf t — 1 Grad noch gesättigt bleiben solle, so verlieren die $m + m_1$ Klgr. Dampf:

$$(m + m_1) h \tau \text{ W.-E.*)}$$

Hiernach können wir nun folgende Gleichung bilden:

$$n_1 r_2 = (M - m_1) c \tau + (m + m_1) h \tau \ldots\ldots (9)$$

Auf dem Wege F B ist der Dampf ohne Mittheilung noch Entziehung von Wärme comprimirt worden. Ist nun auf dem

---

*) Wir werden am Schlusse der Entwickelungen sehen, daß h negativ ist; woraus dann hervorgeht, daß man dem Dampfe bei seiner Ausdehnung keine Wärme zu entziehen, sondern umgekehrt, Wärme zuzuführen hat, wenn er bei der niedrigen Temperatur nach der Ausdehnung noch gesättigt sein soll, und das entspricht denn unseren obigen Berechnungen.

Wege C G dem Gemische Wärme entzogen worden, so wird auf dem B F Wärme an die vorhandene Masse abgegeben worden sein. Da sich hier nach unserer Annahme n_2 Klgr. Dampf niederschlagen, so beträgt die freigewordene Wärme

$$n_2\, r_2 \text{ W.-E.}$$

Diese vertheilt sich auf M Klgr. Wasser und m Klgr. Dampf. Das erstere Gewicht nimmt demnach die Wärme

$$M\, c\, \tau \text{ W.-E.}$$

das letztere die

$$m\, h\, \tau \text{ W.-E.}$$

auf. Demnach entsteht:

$$n_2\, r_2 = M\, c\, \tau + m\, h\, \tau \; \ldots\ldots \; (10)$$

Werden die Werthe von (9) und (10) in (8) eingesetzt, so erhalten wir:

$$m_1\, r_1 - m_1\, r_2 - (M - m_1)\, c\, \tau - (m + m_1)\, h\, \tau + M\, c\, \tau + m\, h\, \tau$$
$$= A\, m_1\, u\, \pi.$$

Und wenn man auflöst und die gleichen aber mit entgegengesetzten Vorzeichen behafteten Glieder hebt:

$$r_1 - r_2 + c\, \tau - h\, \tau = A\, u\, \pi \; \ldots\ldots \; (11).$$

Nun beträgt die Gesammtwärme, welche 1 Klgr. Dampf von der Temperatur t enthält

$$606{,}5 + 0{,}305\, t \text{ W.-E.}$$

Oder, wenn wir die spec. Wärme des Wassers, aus welchem er entstanden ist, mit c und die Verdampfungswärme mit r_1 bezeichnen:

$$c\, t + r_1 \text{ W.-E.}$$

Demnach ist:

$$606{,}5 + 0{,}305\, t = c\, t + r_1 \; \ldots\ldots \; (12).$$

Ferner enthält 1 Klgr. Dampf von der Temperatur $t - \tau$:

$$606{,}5 + 0{,}305\, (t - \tau)$$

oder

$$c\, (t - \tau) + r_2 \text{ W.-E.}$$

Da man auch hier die specifische Wärme des Wassers $= c$ setzen kann. Somit entsteht:

$$(13) \ldots\ldots 606{,}5 + 0{,}305\,(t - \tau) = r_2 + c\,(t - \tau)$$

Subtrahirt man diese letzte Gleichung von der vorigen, so erhält man:

$$0{,}305\,\tau = r_1 - r_2 + c\,\tau$$

Diesen Werth in (11) eingesetzt, gibt:

$$0{,}305\,\tau - h\,\tau = A\,u\,\pi \ldots\ldots (14).$$

Nach Seite 43 Gleichung (XII) ist nun auch:

$$r\,\frac{\tau}{T} = A\,u\,\pi \ldots\ldots (15)$$

und aus dieser und der Gleichung (14) folgt:

$$(XVII) \ldots\ldots h = 0{,}305 - \frac{r}{T}$$

oder $$h = 0{,}305 - \frac{r}{273 + t}.$$

Da $\frac{r}{T} = \frac{r}{273 + t}$ stets größer als 0,305 ist, so besitzt h einen negativen Werth. Wir sehen also, wenn sich gesättigter Wasserdampf arbeitsverrichtend ausdehnt, wobei seine Temperatur sinkt, so hat man nicht Wärme ab-, sondern zuzuleiten, wenn der Dampf gesättigt bleiben soll. Und wird gesättigter Dampf zusammengedrückt, so ist nicht Wärme zu-, sondern abzuleiten. um den gesättigten Zustand beizubehalten, geschieht dies nicht, so muß sich der Dampf überhitzen und in Folge dessen eine höhere Spannung erhalten als gesättigter Dampf von demselben Volumen. Die im ersten Falle zu- und im zweiten abzuleitende Wärme beträgt pro 1 Klgr. Dampf für eine Temperatur-Erniedrigung oder Erhöhung von 1 Grad

$$h = 0{,}305 - \frac{r}{273 + t}$$

Seite 30 haben wir gehört, daß $r = W - q$ oder

$$r = 606{,}5 - 0{,}695\,t - 0{,}00002\,t^2 - 0{,}0000003\,t^3$$

sei, demnach ist:

$$h = 0{,}305 - \frac{606{,}5 - 0{,}695\,t - 0{,}00002\,t^2 - 0{,}0000003\,t^3}{273 + t}.$$

Da man nach Clausius auch mit ziemlicher Genauigkeit

$$r = 607 - 0{,}708\,t$$

setzen kann, so würde sich auch schreiben lassen:

$$h = 0{,}305 - \frac{607 - 0{,}708\,t}{273 + t}$$

oder endlich

$$h = 1{,}013 - \frac{800{,}3}{273 + t} \;\ldots\ldots \text{(XVIII)}$$

Beispiel.

Wie viel Wärmeeinheiten sind 1 Klgr. gesättigten Dampfes von 100 Grad zuzuleiten, wenn er sich arbeitsverrichtend ausdehnt und die Temperatur desselben um 1° sinken soll?

Nach Tabelle II beträgt r, da $r = \varrho + A\,p\,u$ ist, bei 100°: $496{,}30 + 40{,}20 = 536{,}50$ W.-E., demnach:

$$h = 0{,}305 - \frac{536{,}5}{273 + 100} = 0{,}305 - \frac{536{,}5}{372} = 0{,}305 - 1{,}438$$
$$= -\,1{,}133 \text{ W.-E.}$$

Auf folgendem Wege dürfte nun das in Rede stehende Problem etwas einfacher zu lösen sein.

Wir denken uns den, Seite 41 u. den flgdn., beschriebenen Kreisproceß noch einmal vollzogen. Die Arbeit, welche durch denselben gewonnen wurde, konnte man durch den Inhalt der schraffirten Fläche BCDE ausdrücken. Denken wir uns nun, wir hätten die Ausdehnung auf dem Wege CD so lange stattfinden lassen, daß dadurch die Temperatur anstatt um τ um 1° gesunken sei, so würde die gewonnene Arbeit (L) ausgedrückt werden können, durch

$$L = \frac{r}{A\,T}\Big[T - (T - 1)\Big] = \frac{r}{A\,T}$$

wo also r die Verdampfungswärme auf dem Wege BC bezeichnet.

Wir wissen nun, daß diese Arbeit nur dadurch gewonnen ist, daß wir auf der Strecke BC mehr Wärme zugeleitet haben, als auf der DE abgeleitet wurde; denn die Arbeit, welche bei der Ausdehnung auf dem Wege CD von Seiten der inneren Wärme des Dampfes geleistet worden, ist derjenigen gleich, welche man bei der Zusammendrückung auf dem Wege EB hat aufwenden müssen.

Drücken wir nun die gewonnene Arbeit (L) in W.-E. aus, so haben wir

$$Q = A\,L = \frac{r}{T}$$

Daraus würde auch folgen, daß das Volumen OG des gesättigten Dampfes von t Grad $\frac{r}{T}$ W.-E. mehr besitzen müsse, als das Volumen OF des gesättigten Dampfes von t — 1 Grad, was aus OG durch Arbeitsverrichtung ohne Aufnahme noch Entziehung von Wärme entstanden ist. Nun hat aber 1 Klgr. gesättigten Dampfes von t^0 nur 0,305 W.-E. mehr als 1 Klgr. Dampf von t — 1 Grad. Da nun aber $\frac{r}{T} > 0{,}305$ ist, so hat man bei der Ausdehnung auf dem Wege CD offenbar $\frac{r}{T}$ — 0,305 W.-E. zuleiten, also bei der Zusammendrückung auf dem EB ebensoviel W.-E. ableiten müssen, um den Dampf im gesättigten Zustande zu erhalten. Dies ist also die zu- oder abzuleitende Wärme bei einer Temperaturerniedrigung oder Erhöhung von 1°, die wir oben mit h bezeichnet haben, so daß man hat:

$$h = \frac{r}{T} - 0{,}305.$$

Und wenn wir nun die bei der Ausdehnung zuzuleitende Wärme als negativ in Rechnung bringen:

$$h = 0{,}305 - \frac{r}{T}.$$

Unsere Formel sagt uns nun aber auch, daß h mit der Temperatur veränderlich sei. Insbesondere ersehen wir aus der letzten Gleichung, Seite 67, daß h um so größer werden, d. h. sich um so mehr der Null nähern muß, je größer t wird, da ja der Quotient $\frac{800,3}{273 + t}$ mit wachsender Temperatur ab-, mithin die Differenz auf der rechten Seite der Formel unter denselben Umständen zunimmt.

Zu- und abzuleitende Wärme für größere Temperaturdifferenzen.

In der folgenden Zusammenstellung finden wir die Wärmemengen angegeben, welche erfordert werden, um 1 Klgr. Wasser von 10, 20, 30 bis 120 Grad bei seiner Expansion und Abkühlung um 1° im gesättigten Zustande zu erhalten. Es sind dies gleichzeitig auch die Wärmemengen, welche bei jenen Temperaturen abzuleiten sind, wenn dieselbe Gewichtsmenge Dampf in ihrer Temperatur um 1° erhöht wird und dabei doch gesättigt bleiben soll.

Temperatur.	Werthe von h.
0	— 1,917
10	— 1,814
20	— 1,718
30	— 1,628
40	— 1,544
50	— 1,465
60	— 1,391
70	— 1,321
80	— 1,255
90	— 1,192
100	— 1,133
110	— 1,077
120	— 1,024

Soll nun ermittelt werden, welche Wärme abzuleiten ist, damit beispielsweise 1 Klgr. gesättigter Dampf von 100° nach und nach auf 1 Klgr. gesättigten Dampfes von 0° expandire, so hat man den mittlern Werth von h zwischen 0 und 100° zu ermitteln und denselben mit der Zahl der Glieder, aus denen man den mittlern Werth berechnet hat, zu multipliciren. Einen solchen genauen mittleren Werth finden wir am einfachsten nach der Simpson'schen Regel.

Hat man eine stetige Folge von Größen, die in gleichen Abschnitten aufeinanderfolgen, bezeichnet man die 1. etwa mit P_0, die 2. mit P_1, die 3. mit P_2 u. s. f., die n also mit P_{n-1} so daß demnach die Zahl der Abschnitte n beträgt, so ist die mittlere Größe P:

$$P = (\tfrac{1}{2} P_0 + P_1 + P_2 + P_3 + \ldots . P_{n-1} + \tfrac{1}{2} P_n) : n.$$

Ist die Anzahl der Abschnitte (n) eine gerade, nämlich 2, 4, 6, 8 u. s. f., so gibt die Regel den mittlern Werth noch genauer durch folgende Formel:

$$P = (P_1 + 4 P_1 + 2 P_2 + 4 P_3 + \ldots . + 4 P_{n-1} + P_n) : 3 n.$$

Wollen wir also den mittlern Werth von h zwischen den Temperaturen 100 und 0 Grad nach der erstern Formel berechnen, so hätten wir für P_0 zu setzen: 1,917, für P_1: 1,814, für P_2: 1,718, endlich für P_n: 1,133. Es ist dann $\tfrac{1}{2} P_0 = 0{,}958$ und $\tfrac{1}{2} P_n = 0{,}567$, daher:

$$P = (0{,}958 + 1{,}814 + 1{,}718 + 1{,}628 + 1{,}544 + 1{,}465 + 1{,}391 + 1{,}321 + 1{,}255 + 1{,}192 + 0{,}567) : 10 = 14{,}853 : 10 = 1{,}485.$$

Oder da h überhaupt negativ ist: — 1,485.

Soll sich also 1 Klgr. gesättigter Dampf von 100 bis 0° arbeitsverrichtend ausdehnen und dabei doch gesättigt bleiben, so hat man im Mittel für 1° Abkühlung 1,485 W.-E. zuzuleiten. Die ganze zuzuleitende Wärmemenge beträgt demnach:

$$Q = 1{,}485 \times 100 = 148{,}5 \text{ W.-E.}$$

So findet man auf dieselbe Weise für 1 Klgr. Dampf, dessen Temperatur bei der Expansion von 80 auf 0° sinkt:

$$Q = 1{,}558 \times 80 = 124{,}64 \text{ W.-E.}$$

u. s. f. — Zeuner hat in seiner mechanischen Wärmetheorie eine Tabelle mitgetheilt, welche die zuzuleitenden Wärmemengen angibt, wenn sich 1 Klgr. Dampf von 1, 2, 3 Atmosphären Spannung durch Expansion bis auf 0° abkühlt. In Tabelle III haben wir jene Werthe von Q, sowie die zugehörigen Werthe von $\frac{r}{T}$ aufgeführt.

Zahlenbeispiel.

Wie viel Wärmeeinheiten sind 1 Klgr. gesättigten Wasserdampfes von 5 Atmosphären Spannung zuzuleiten, wenn sich derselbe im Cylinder einer Dampfmaschine arbeitsverrichtend bis auf 1 Atmosphäre Spannung ausdehnt und dabei doch den gesättigten Zustand beibehält?

Nach Tabelle III ist bei einer Spannung von 5 Atmosph.

	$Q = 200{,}46$ W.-E.
für eine solche von 1 Atmosph.	$Q_1 = 148{,}47$ " "
Daher die zuzuleitende Wärme bei einer Spannungsabnahme von 5 auf 1 Atm.	$= 51{,}99$ W.-E.

Diese Wärmemenge ist zu groß, als daß angenommen werden könnte, sie würde durch die heißen Cylinderwände ersetzt, wie dies wohl von den Anhängern der Pambour'schen Theorie vermuthet worden; wenn also von Außen dem Dampfe keine Wärme zugeführt wird, so muß sich so viel Dampf niederschlagen, daß daraus die erforderliche Wärme frei wird. Diese Dampfmasse kann freilich verhältnißmäßig klein sein, da die latente Wärme des Dampfes im Verhältniß zu dieser erforderlichen Wärme groß ist.

Verhalten anderer Dämpfe bei der Expansion.

Die Formel für h (Seite 66) war

$$h = 0{,}305 - \frac{r}{T}.$$

In dieser bezeichnet das Glied 0,305 die Wärmemenge, welche 1 Klgr. Dampf von t + 1 Grad mehr besitzt, als ein solches von t Grad; denn ein solches von t + 1 Grad enthält

$$606{,}5 + 0{,}305\,(t + 1)\ \text{W.-E.}$$

und ein solches von t Grad

$$606{,}5 + 0{,}305\,t\ \text{W.-E.}$$

mithin beträgt der Unterschied:

$$0{,}305\ \text{W.-E.}$$

Die Gesammtwärme, welche 1 Klgr. Aetherdampf von t + 1 Grad besitzt, ist nach Seite 30:

$$94 + 0{,}45\,(t + 1) - 0{,}00055556\,(t + 1)^2$$

oder $$94{,}450556 + 0{,}4489\,t - 0{,}000556\,t^2.$$

Diejenige, welche ein solches von t^0 enthält:

$$94 + 0{,}45\,t - 0{,}000556\,t^2.$$

Der Unterschied beträgt also:

$$0{,}450556 - 0{,}0011\,t.$$

Daher hat der Ausdruck für h beim Aetherdampfe folgende Gestalt

$$h = 0{,}450556 - 0{,}0011\,t - \frac{r}{T}.$$

Da aber nach Seite 31:

$$r = 94 - 0{,}079\,t - 0{,}00085\,t^2$$

ist, so hat man

$$h = 0{,}450556 - 0{,}0011\,t - \frac{94 - 0{,}079\,t - 0{,}00085\,t^2}{273 + t}$$

$$h\,T = (273 + t)\,0{,}450556 - 0{,}0011\,t\,(273 + t)$$
$$- 94 + 0{,}079\,t + 0{,}00085\,t^2$$

$$h\,T = 29{,}003 + 0{,}229\,t - 0{,}00025\,t^2.$$

Aendert man die Formel für h beim Wasserdampfe in ähnlicher Weise um, so entsteht:

$$hT = -523{,}23 + t + 0{,}00002\,t^2 + 0{,}0000003\,t^3.$$

Diese Formel sagt uns nun, daß noch für sehr hohe Temperaturen h beim Wasserdampfe negativ sei, wie wir dies auch schon oben durch die Gestalt anderer Formeln erläutert haben. Ebenso ersehen wir aber aus der Gleichung für Aetherdampf, daß h einen positiven Werth besitzt, selbst dann noch, wenn die Temperatur desselben sehr groß ist. Diese Thatsache zeigt uns, daß man diesem Dampfe bei seiner Expansion keine Wärme mitzutheilen, sondern vielmehr zu entziehen hat, wenn nicht ein Theil desselben condensirt werden soll. Auf dieses eigenthümliche Verhalten des Aetherdampfes soll zuerst Hirn aufmerksam gemacht haben. Alle übrigen Dämpfe, die wir auf Seite 30 aufgeführt, sowie überhaupt alle, von denen Regnault bis jetzt die Flüssigkeits- und Verdampfungswärme bestimmt hat, stellen sich auf die Seite des Wasserdampfs, für sie ist also der Werth von h negativ.

Fünfter Abschnitt.

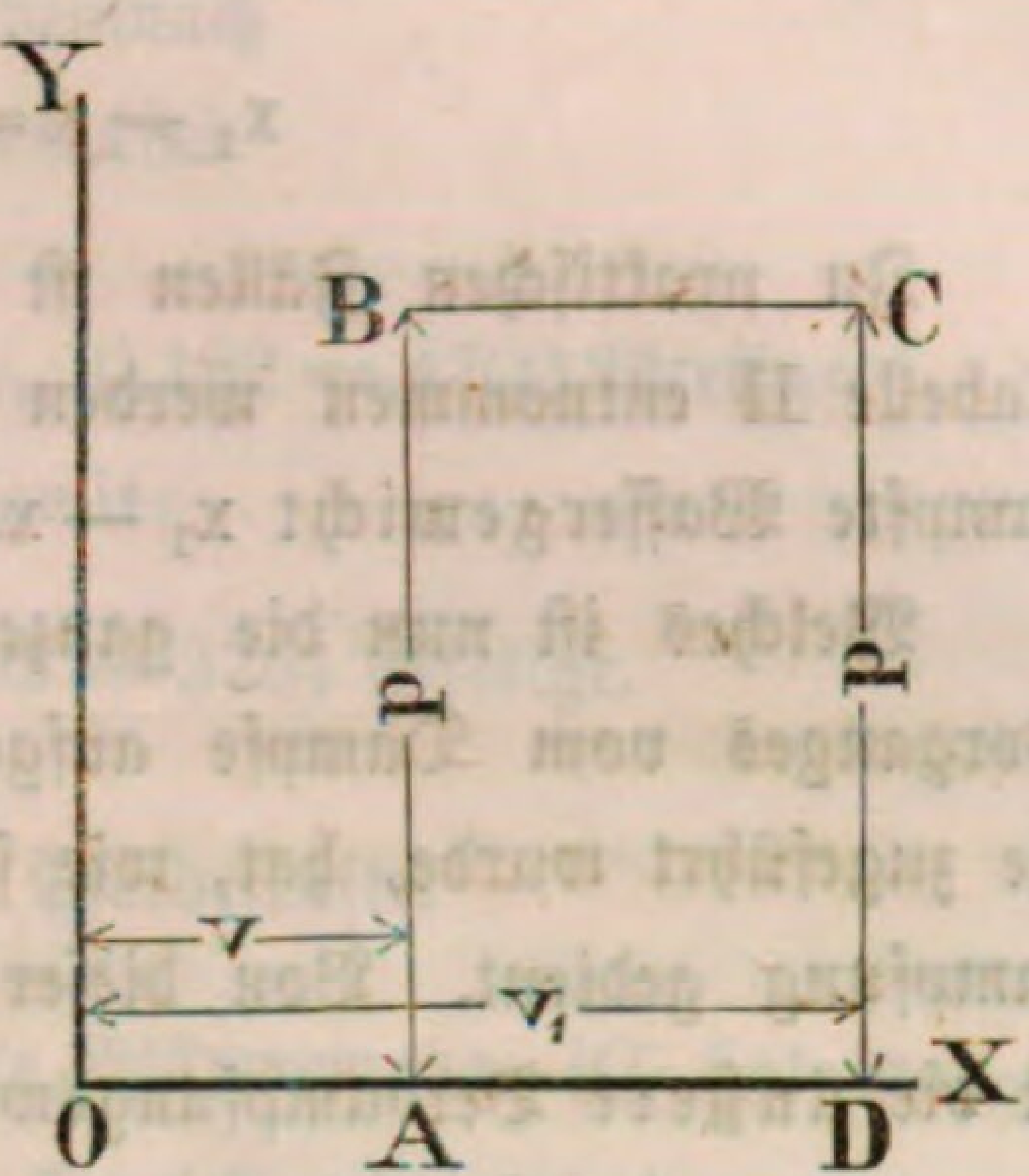
Von den Wärme-Curven der Dampf- und Flüssigkeitsmischungen. Construction derselben. Mechanisch-technische Anwendungen.

A. Isothermische Curve.

Lauf derselben. Es ist im ersten Theile schon hervorgehoben worden, daß man unter der Isothermischen Curve eine soche verstehe, welche diejenige Zustandsänderung eines Körpers darstelle, bei der die Temperatur constant erhalten werde. Bei Gasen war dies eine gegen beide Coordinatenachsen geneigte krumme Linie, welche uns äußerlich das Mariotte'sche Gesetz veranschaulichte. Wir wissen nun, daß wenn beim gesättigten Wasserdampfe (und mit diesem haben wir es hier nur zu thun) die Temperatur constant erhalten wird, auch die Spannung constant bleibt, daß also eine Verdampfung bei constantem Drucke stattfindet. Bezeichnet also in Fig. 11 (folgende Seite) die Ordinate $AB = p$ die Spannung des Dampfes eines Gemisches von Dampf und Flüssigkeit, ist t die Temperatur desselben, so bleibt diese unveränderlich, wenn wir von dem vorhandenen Wasser mehr verdampfen; alle, dem Wasser zugeführte Wärme dient nur dazu, aus dem flüssigen Wasser luftförmiges

zu machen; der Endpunkt B der Ordinate AB beschreibt demnach eine gerade Linie BC, die der Abscissenachse OX parallel läuft und diese ist die isothermische Curve der Dampf- und Flüssigkeitsmischung für den Druck p und die zugehörige Temperatur t. Da für eine höhere oder niedrige Temperatur auch die Spannung p eine größere oder kleinere ist, so muß für diese Temperaturen die Linie BC einen größern oder kleinern Abstand von der Abscissenachse besitzen. Es folgt indessen hieraus allgemein: daß die **isothermische** Curve der Dampf- und Flüssigkeitsmischungen eine mit der Abscissenachse parallele Linie ist.

Fig. 11.



Aeußere und innere Arbeit bei der Ausdehnung nach obiger Curve. Wärmeverbrauch. In Fig. 11 bezeichne $OA = v$ das anfängliche specifische Volumen der Dampf- und Flüssigkeitsmischung (Volumen von 1 Klgr. Dampf und Flüssigkeit), so beträgt dasselbe nach Seite 39

$$v = xu + \sigma$$

wo u durch Spannung oder Temperatur nach Tabelle II zu entnehmen ist. Haben wir nun dem Gemische so viel Wärme zugeführt, daß daraus das Volumen $OD = v_1$ entstanden ist, so hat man hierfür

$$v_1 = x_1 u + \sigma.$$

Da die Ordinate AB oder der Druck p dabei die Rechtecksfläche ABCD beschrieben hat, so beträgt die von der Wärme geleistete **äußere Arbeit**

$$L = p(v_1 - v).$$

Oder statt v_1 und v obige Werthe gesetzt:

$$L = p\,u(x_1 - x).$$

Aus beiden Gleichungen folgt:

$$x_1 - x = \frac{v_1 - v}{u}.$$

In praktischen Fällen ist $v_1 - v$ gegeben, u kann aus Tabelle II entnommen werden und daraus findet sich das verdampfte Wassergewicht $x_1 - x$.

Welches ist nun die ganze Wärmemenge, die während des Vorganges vom Dampfe aufgenommen wurde? Alle Wärme, die zugeführt wurde, hat, wie schon oben bemerkt, nur zur Verdampfung gedient. Von dieser Verdampfungswärme $r(x_1 - x)$ ist die äußere Verdampfungswärme

$$A\,L = A\,p(v_1 - v) = A\,p\,u(x_1 - x),$$

wie leicht aus der letzten Gleichung folgt, demnach die innere Verdampfungswärme:

$$\varrho(x_1 - x) \ldots\ldots (XX).$$

Die ganze Wärmemenge, welche von Außen dem Gemische bei der Zustandsänderung mitzutheilen war, beläuft sich auf:

$$Q = r(x_1 - x) = r \cdot \frac{v_1 - v}{u} \ldots\ldots (XXI)$$

$$\text{oder } Q = (A\,p\,u + \varrho)(x_1 - x) \text{ W.-E.}$$

$$= (A\,p\,u + \varrho) \cdot \frac{v_1 - v}{u} \ldots\ldots (XXII).$$

Der Werth von $A\,p\,u + \varrho$ sowie von u kann aus Tabelle II entnommen werden.

Beispiel.

Der Cylinder einer Vollbruckmaschine ohne Condensation habe eine Fläche von 0,174 □Meter, der Kolben einen Hub von 1,048 Meter; die Dampfspannung p betrage $3^1/_2$ Atmosph. und

die Zahl der Spiele pro Minute 24; wie groß ist die theoretische Leistung pro Secunde und wie groß ist die verbrauchte Wärme?

Das pro Hub verbrauchte Dampfquantum beträgt: $0{,}174 \times 1{,}048 = 0{,}182$ Kbkm. Es ist demnach

$$v_1 - v = 0{,}182$$

und die Leistung pro Hub:

$$L = p(v_1 - v) = 10334 \, . \, 2^1/_2 \, . \, 0{,}182 = 4702 \text{ Mtrklgr.}$$

Die secundliche Leistung ist somit:

$$\frac{2 \, . \, 24}{60} \, . \, 4702 = \frac{24}{30} \, . \, 4702 = 3761 \text{ Mtrklgr.}$$

$$\text{oder } \frac{3761}{75} = 50 \text{ Pferdekräfte.}$$

Für die pro Hub verbrauchte Wärmemenge (Q) hat man

$$(A\,p\,u + \varrho) \, . \, \frac{v_1 - v}{u}.$$

Da $A\,p\,u + \varrho$ für $3^1/_2$ Atm. Spannung nach Tabelle II $= 465{,}26 + 43{,}27 = 508{,}53$ und $u = 0{,}507$ ist, so entsteht: $Q = 508{,}53 \, . \, \frac{0{,}182}{0{,}507} = 508{,}53 \times 0{,}359 = 182{,}56$ W.-E. Demnach die secundliche Wärmemenge

$$182{,}56 \times \frac{24}{30} = 146{,}05 \text{ W.-E.}$$

Hätte diese Wärme allein zur äußern Arbeitsverrichtung verwandt werden können, so würde man damit eine Leistung von $424 \times 146{,}05 = 61925$ Mtrklgr. erzielt haben, während in der That nur 3761 Mtrklgr., also stark der 16. Theil gewonnen worden ist. Nun wird aber vielleicht die Hälfte der Wärme, die bei der Verbrennung auf dem Heerde entsteht, zur Verdampfung des Wassers benutzt, so daß hiernach stark der 32. Theil des Heizwerthes der Kohle verwendet würde. Endlich ist zu berücksichtigen, daß die oben berechnete Leistung die Totalleistung der Maschine repräsentirt, wovon die Nutzleistung nicht selten etwa

50 Procent beträgt; hiernach würde dann von dem ganzen Arbeitswerthe, der durch die Verbrennung der Kohlen entsteht, nur $\frac{1}{64}$ nützlich verwandt.

Beispiel 2.

In einer Condensationsmaschine werde pro Hub 0,182 Kbkm. Dampf von $^1/_{10}$ Atm. Spannung in den Condensator hineingeschoben, wo dieselbe Spannung herrscht; welche mechanische Arbeit ist dazu erforderlich und wie viel W.-E. hat man dabei dem Dampfe zu entziehen?

Die mechanische Arbeit beträgt $10344 \times {}^1/_{10} \times 0{,}182 = 188{,}08$ Mtrklgr. Ferner hat man für $Apu + \varrho$ bei $^1/_{10}$ Atm. Tabelle II: $538{,}85 + 35{,}46 = 574{,}31$ und $u = 14{,}55$. Daher $Q = 574{,}31 . \frac{0{,}182}{14{,}55} = 7{,}179$ W.-E.

B. Isodynamische Curve.

Hierunter verstehen wir bekanntlich diejenige krumme Linie, welche das Gesetz der Zustandsänderung ausdrückt, wenn die innere Arbeit constant erhalten wird.

Gleichung und Construction der Curve. Wir denken uns wieder, es sei das specifische Gemisch von Flüssigkeit und Dampf gegeben, x Klgr. seien davon dampfförmig und 1 — x Klgr. flüssig. Bezeichnen wir die freie Wärme der ganzen Mischung mit q, so ist die Dampfwärme

$$q + x\varrho$$

daher die innere Arbeit:

$$\frac{1}{A}(q + x\varrho).$$

Sind aus den x Klgr. Dampf x_1 Klgr., also aus 1 — x Klgr. Wasser $1 - x_1$ Klgr. Wasser geworden, ist ferner die freie Wärme des ganzen Gemisches $= q_1$ und die innere Ver-

dampfungswärme $= \varrho_1$, so beträgt in diesem Zustande die Dampfwärme:

$$q_1 + x_1 \varrho_1,$$

die innere Arbeit aber

$$\frac{1}{A}(q_1 + x_1 \varrho_1).$$

Man hat daher

$$\frac{1}{A}(q + x\varrho) = \frac{1}{A}(q_1 + x_1 \varrho_1)$$

d. i. $q + x\varrho = q_1 + x_1 \varrho_1 \ldots\ldots (XXIII)$.

Diese Gleichung kann als die Gleichung der isothermischen Curve betrachtet werden.

Um die Curve zu construiren müssen Abscissen und Ordinaten für verschiedene Punkte bekannt sein. Setzen wir voraus, es sei für den Anfangszustand p und x gegeben, so ist mit p auch t, u, q und ϱ bekannt. Ferner findet sich das zugehörige Volumen (v) aus der Gl.

$$v = xu + \sigma$$

oder kurz aus der: $v = xu$.

Setzen wir nun für einen zweiten Zustand p_1 als bekannt voraus, so kennen wir damit gleichzeitig q_1 und ϱ_1. Da wir nun aus dem ersten Zustande

$$q + x\varrho$$

kennen, so folgt

$$x_1 = \frac{q + x\varrho - q_1}{\varrho_1}$$

und aus der Gl.

$$v_1 = x_1 u_1 + \varrho_1$$

berechnet sich v_1 für den zweiten Zustand der Mischung.

Angenommen, es sei p = 5 Atm. und x = 0,80 Klgr., so ist nach Tabelle II

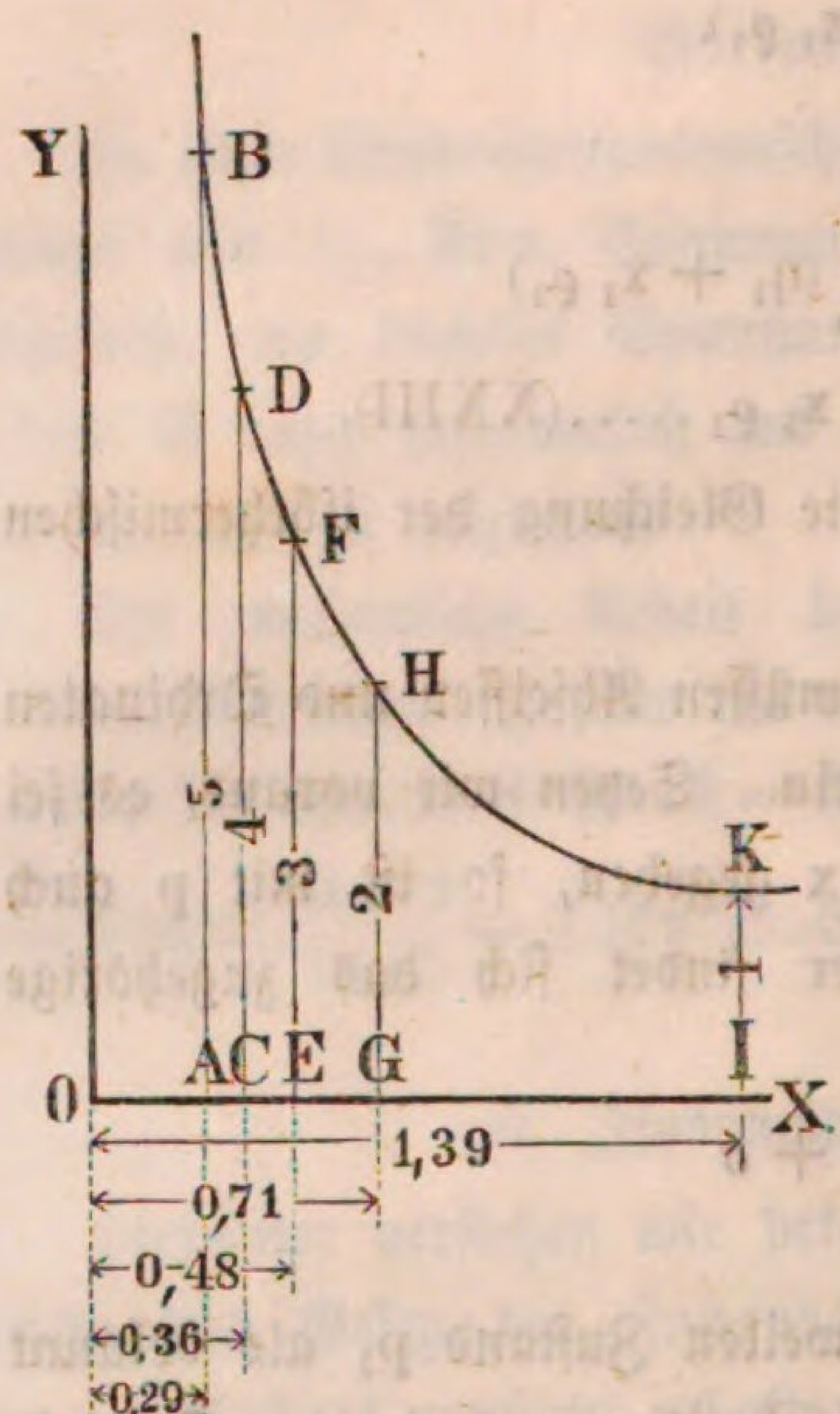
$$q = 153{,}74, \ \varrho = 454, 99 \text{ und } u = 0{,}363$$

demnach:

$$v = xu + \sigma = 0{,}8 \times 0{,}363 + 0{,}001 = 0{,}291 \text{ Kbkm.}$$

Es sei nun Fig. 12 O A = v = 0,29 und A B = 5, so ist B ein Punkt in der zu construirenden isodynamischen Curve.

Fig. 12.



Wir berechnen nun v_1 für $p_1 = 4$ Atm. Dafür ist $q_1 = 145{,}31$, $\varrho_1 = 461{,}5$ und $u_1 = 0{,}447$ somit

$$x_1 = \frac{q + x\varrho - q_1}{\varrho_1}$$

$$= \frac{153{,}74 + 0{,}8 . 454{,}99 - 145{,}31}{461{,}5}$$

$$= 0{,}807 \text{ Klgr.}$$

es sind also 0,007 Klgr. Wasser während der Zustandsänderung verdampft. Für v_1 haben wir:

$$v_1 = x_1\, u_1 + \sigma = 0{,}807 . 0{,}447 + 0{,}001 = 0{,}362 \text{ Kbkm.}$$

Ist nun O C = 0,362 und C D = 4, so repräsentirt D einen zweiten Punkt in der isodynamischen Curve.

Weiter ermitteln wir v_2 für $p_2 = 3$ Atm. Hierfür hat man

$$q_2 = 134{,}99,\ \varrho_2 = 469{,}48,\ u_2 = 0{,}586,$$

also

$$x_2 = \frac{q + x\varrho - q_2}{\varrho_2} = \frac{153{,}74 + 0{,}8 . 454{,}99 - 134{,}99}{469{,}48}$$

$$= 0{,}815 \text{ Klgr.}$$

Demnach $v_2 = x_2\, u_2 + \sigma = 0{,}815 . 0{,}586 + 0{,}001 = 0{,}478$ Kbkm.

Ist demnach O E = 0,478 (= 0,48) und E F = 3, so hat man in F einen dritten Punkt in der zu construirenden Curve. Auf dieselbe Weise findet sich ferner für eine Spannung von $p_3 = 2$ Atm. $v_3 = 0{,}71$ Kbkm. Wir haben demnach O G = 0,71

und $GH = 2$ gemacht und so in H einen vierten Punkt erhalten. Endlich findet man für $p_4 = 1$ Atm. $v_4 = 1,39$ Kbkm. Wenn demnach $OJ = 1,39$ und $JK = 1$ gemacht wird, so bezeichnet K einen fünften Punkt in der Curve.

Die krumme Linie $BDFHK$, welche durch Verbindung jener Punkte erhalten wurde, repräsentirt also die isodynamische Curve der Dampf- und Flüssigkeitsmischungen.

Auch hier findet man, wie bei der Curve constanter Dampfgewichte, daß sich die Volumina beinahe umgekehrt verhalten, wie die Spannungen, es ist dies bei dieser Curve sogar noch mehr der Fall, als bei der andern. Man hat z. B. für $OJ = 1,39$ und für $OG = 0,71$ Kbkm., also stark die Hälfte von OJ; desgleichen ist $JK = \frac{1}{2} GH$. Ferner beträgt $OC = 0,36$, daher OC sehr nahe $= \frac{1}{2}\, OG$, wie denn $GH = \frac{1}{2}\, CD$ ist. U. s. f.

Es läßt sich demnach auch die Gleichung dieser Curve gewiß mit großer Genauigkeit durch einen Ausdruck von der Form

$$p v^n = p_1 v_1{}^n = \text{etc.}$$

wiedergeben, in welchem n sehr nahe gleich 1 ist.

Zeuner findet, daß, wenn anfänglich $x = 1$ ($= 1$ Klgr.) gesetzt wird und dann Compression des Dampfes nach unserer Curve stattfindet $n = 1,0456$ gesetzt werden kann. Bei der Curve constanter Dampfgewichte war $n = 1,0646$; es geht also daraus hervor, daß sich die isodynamische Curve weniger schnell der Abscissenachse nähert, als die Curve constanter Dampfgewichte, daß diese nothwendig zwischen der isothermischen und isodynamischen Curve liegen muß.

Aus dem Vorstehenden erhellet nun, daß bei der Ausdehnung des Dampfes nach der isodynamischen Curve ein Verdampfen des Wassers, also bei der Zusammendrückung ein Niederschlagen des Dampfes stattfindet. Denn wir sahen, daß bei einem Drucke von $p_1 = 4$ Atm. das vorhandene Dampfgewicht $x_1 = 0,807$ Klgr.

betrug, während sich dasselbe bei dem ursprünglichen Drucke von $p = 5$ Atm. auf 0,8 Klgr. belief. Für einen Druck von 3 Atm. ergab sich $x_2 = 0{,}815$ Klgr., so daß also bei dieser Druckabnahme circa wieder dieselbe Gewichtsmenge verdampfte, wie bei der vorigen. U. s. f.

Aeußere Arbeit; verbrauchte Wärme. Wollen wir annähernd genau die bei der Ausdehnung gewonnene Arbeit ermitteln, so berechnen wir nach Figur 12 zuerst den Inhalt der Fläche A C D B; dann den von C D F E u. s. f. indem wir diese Flächen als Trapeze betrachten. So würden wir z. B. für die geleistete äußere Arbeit bei der Ausdehnung von $p = 5$ bis zu $p_1 = 4$ Atm. erhalten.

$$L = \frac{p + p_1}{2}(v_1 - v) = 10334 . 4{,}5 (0{,}362 - 0{,}291) = 3302 \text{ Mtrklgr.}$$

Ebenso ließe sich die Arbeit bei der Ausdehnung von v_1 auf v_2 ermitteln. U. drgl. m.

Da ferner die innere Arbeit constant geblieben, so ist alle, dem Gemische zugeleitete Wärme zur äußern Arbeitsverrichtung benutzt worden. Diese zugeleitete Wärme beträgt nun für die eben berechnet äußere Arbeit

$$Q = A L = \frac{1}{424} . 3302 = 7{,}79 \text{ W.-E. circa.}$$

Für die Praxis sind die Gesetze dieser Curve von geringer Bedeutung, weßhalb wir es unterlassen wollen, weiter auf dieselben einzugehen.

C. Adiabatische Curve.

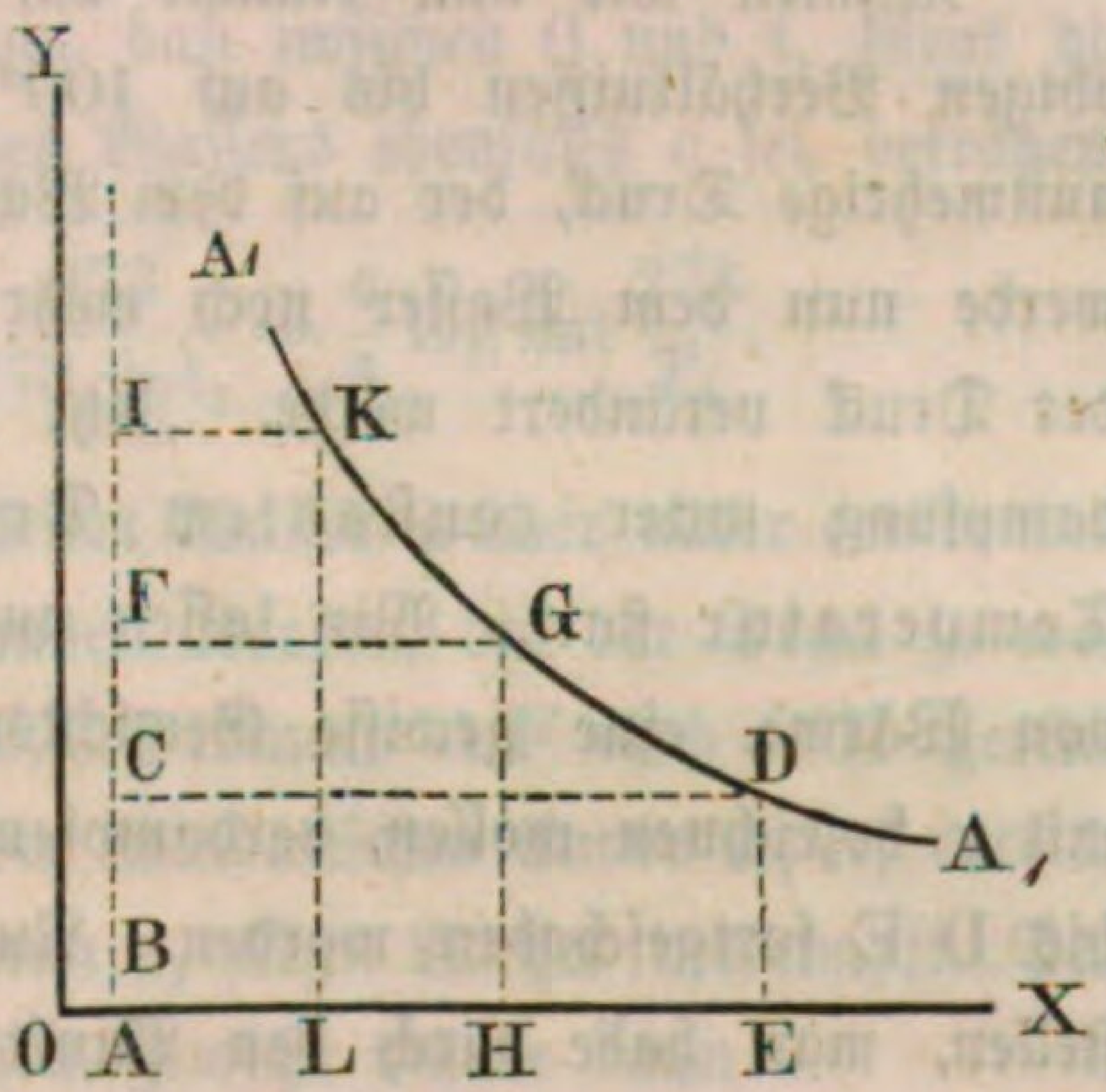
Es war dies diejenige Curve, welche das Gesetz der Zustandsänderung eines Körpers uns veranschaulichte, wenn diese Aenderung ohne Mittheilung und Entziehung von Wärme stattfand.

Gleichungen und Construction der Curve. Auch bei der Construction dieser Curve kommt es uns darauf an, aus dem

etwa gegebenen Drucke p oder der Temperatur t das zugehörige Volumen zu berechnen. Hierzu dient nun das, was wir im Anhange dieses Werkes über das sogenannte Wärmegewicht gesagt haben und was wir bitten nachzulesen, bevor das Folgende studirt wird.

Denken wir uns z. B. OA, Fig. 13, sei das specifische Volumen von 1 Klgr. Wasser bei 0^0. Soll dies Wasser nicht verdampfen, wenn ihm von Außen Wärme mitgetheilt wird, so muß es mit einem gewissen Gewichte belastet, oder es muß auf dasselbe ein gewisser Druck ausgeübt werden. Wir bezeichnen die Größe dieses Druckes mit AB. Nehmen wir nun an, es würde diesem Wasser von 0^0

Fig. 13.



Wärme zugeführt, so daß die Temperatur nach und nach auf 1, 2, 3 u. s. w. Grade stieg, so würde die Verdampfung nur dadurch verhindert werden können, daß man den Druck AB entsprechend vergrößerte. Hätten wir das Wasser allmälig auf eine Temperatur von 100^0 gebracht, so müßte jener Druck pro Quadratmeter bekanntlich 10334 Klgr. betragen. Die Wärmezuführung und Druckzunahme haben wir uns also hier in derselben Weise vollzogen gedacht, wie in dem Anhange bei permanenten Gasen. Wir können also auch hier von einem Wärmegewichte sprechen, was dem Wasser bei seiner Erwärmung zugeführt wurde. Ist c die mittlere specifische Wärme des Wassers zwischen 0 und t Grad, so muß das zugeführte Wärmegewicht für diese Temperaturerhöhung sein:

$$\frac{c}{A} \log nat \frac{273 + 0}{273 + t} = \frac{c}{A} \log nat \frac{273}{T}.$$

Bezeichnen wir dieses mit $\frac{\tau}{A}$, so wäre:

$$\tau = c \log nat \frac{273}{T} = 2{,}3026\ c \log \frac{273}{T} \ldots\ldots (XXIV).$$

Die Werthe von τ finden wir in Tabelle III für verschiedene Spannungen berechnet.

Nehmen wir nun einmal an, das Wasser sei unter den obigen Verhältnissen bis auf 100° erwärmt worden und der nunmehrige Druck, der auf dem Wasser lastet, sei $AC = p$. Es werde nun dem Wasser noch mehr Wärme zugeführt ohne daß der Druck verändert werde. Jetzt findet bekanntlich eine Verdampfung unter constantem Drucke und bei constanter Temperatur statt. Wir lassen nun, unter stetiger Zuführung von Wärme, eine gewisse Gewichtsmenge von Wasser, die wir mit x bezeichnen wollen, verdampfen. Der Druck A C sei dabei bis D E fortgeschoben worden. Nunmehr wollen wir uns vorstellen, man habe durch den Punkt D eine adiabatische Curve $A_1 A_1$ construirt. Das Wärmegewicht, welches den x Klgr. Wasser zur Verdampfung zugeleitet werden mußte, ist nun

$$\frac{x r}{A T}.$$

Somit beträgt das ganze Wärmegewicht, welches dem Wasser und Dampfe auf dem Wege BCD zugeleitet worden:

$$\frac{\tau}{A} + \frac{x r}{A T} = \frac{C}{A} \log nat \frac{273}{T} + \frac{x r}{A T}.$$

Mit andern Worten, es bezeichnet diese Gleichung das Wärmegewicht, welches nothwendig war, um 1 Klgr. Wasser von 0° und dem zugehörigen Drucke in Wasser von t Grad und der zugehörigen Spannung und um von diesem Wasser x Klgr. in Dampf von derselben Temperatur zu verwandeln. Sobald nun

aber x als gegeben betrachtet wird, können wir daraus das zugehörige Volumen nach der Gleichung

$$v = x u + \sigma$$

berechnen und sind demnach im Stande, die Abscisse OE sowie die zugehörige Ordinate ED zu zeichnen.

Gesetzt nun weiter, man habe das Wasser von 0^0 bis zu einer Temperatur t_1 erwärmt, für welche der Dampfdruck $= AF = p_1$ ist; das dem Wasser zugeführte Wärmegewicht würde alsdann, unter der Voraussetzung, daß zwischen 0 und t_1 Grad die mittlere specifische Wärme des Wassers ebenfalls c sei, betragen:

$$\frac{\tau_1}{A} = \frac{c}{A} \log \text{nat} \frac{273}{273 + t_1} = \frac{c}{A} \log \text{nat} \frac{273}{T_1}.$$

Jetzt soll so viel von diesem Wasser wieder unter constantem Drucke p_1 in Dampf verwandelt werden, bis der Druck so weit überwunden worden, daß die Ordinate AF nach GH gerückt und somit der Punkt G in der adiabatischen Curve $A_1 A_1$ erreicht ist. Angenommen, es seien nun x_1 Klgr. Wasser verdampft. Das dem Dampfe zugeführte Wärmegewicht würde dann

$$\frac{x_1 r_1}{A T_1}$$

betragen. Wir haben also für das ganze auf dem Wege AFG zugeleitete Wärmegewicht:

$$\frac{\tau_1}{A} + \frac{x_1 r_1}{A T_1} = \frac{c}{A} \log \text{nat} \frac{273}{T_1} + \frac{x_1 r_1}{A T_1}.$$

Dies Wärmegewicht muß nun, da G ein Punkt in der adiabatischen Curve ist, dem vorigen gleich sein. Denn welches auch die Zustandsänderungen eines Körpers, die von einem gewissen Anfangszustande aus beginnen, und deren Endzustand in einer adiabatischen Curve liegt, sein mögen, die zugeleiteten Wärmegewichte sind stets dieselben. Demnach entsteht:

$$\frac{\tau}{A} + \frac{x\,r}{A\,T} = \frac{\tau_1}{A} + \frac{x_1\,r_1}{A\,T_1}$$

oder

$$\tau + \frac{x\,r}{T} = \tau_1 + \frac{x_1\,r_1}{T_1} \ldots\ldots (XXV).$$

Die Werthe von τ, τ_1 und $\frac{r}{T}$, $\frac{r_1}{T_1}$ sind aus Tabelle III zu entnehmen, so daß man mit Leichtigkeit x_1 findet, wenn x bekannt ist. Wir haben dafür:

$$x_1 = (\tau - \tau_1 + \frac{x\,r}{T}) \cdot \frac{T_1}{r_1}.$$

Ist aber x_1 bekannt, so ergibt sich das zugehörige Volumen v_1 die Abscisse OH:

$$v_1 = x_1\,u_1 + \sigma;$$

hier ist bekanntlich u_1 durch p_1 und t_1 bekannt. Wäre also bloß der Anfangspunkt D unserer adiabatischen Curve gegeben, so könnten wir nach dem Vorhergehenden den Punkt G construiren.

Man denke sich ferner 1 Klgr. Wasser von 0 bis t_2 Grad allmälig erwärmt und den Druck entsprechend gesteigert bis derselbe auf $AJ = p_2$ angewachsen ist. Das dem Wasser zugeführte Wärmegewicht betrüge dann:

$$\frac{\tau_2}{A} = \frac{c}{A} \log nat \frac{273}{T_2}.$$

Es erfolge nun bei weiterer Wärmezuführung eine Verdampfung unter constantem Drucke p_2; dieselbe werde so weit fortgesetzt, bis der Punkt K in der gedachten adiabatischen Curve $A_1 A_1$ erreicht ist. Angenommen, es seien dabei x_2 Klgr. Wasser verdampft, so haben wir jetzt für das auf dem Wege AJK zugeführte Wärmegewicht:

$$\frac{\tau_2}{A} + \frac{x_2\,r_2}{A\,T_2}.$$

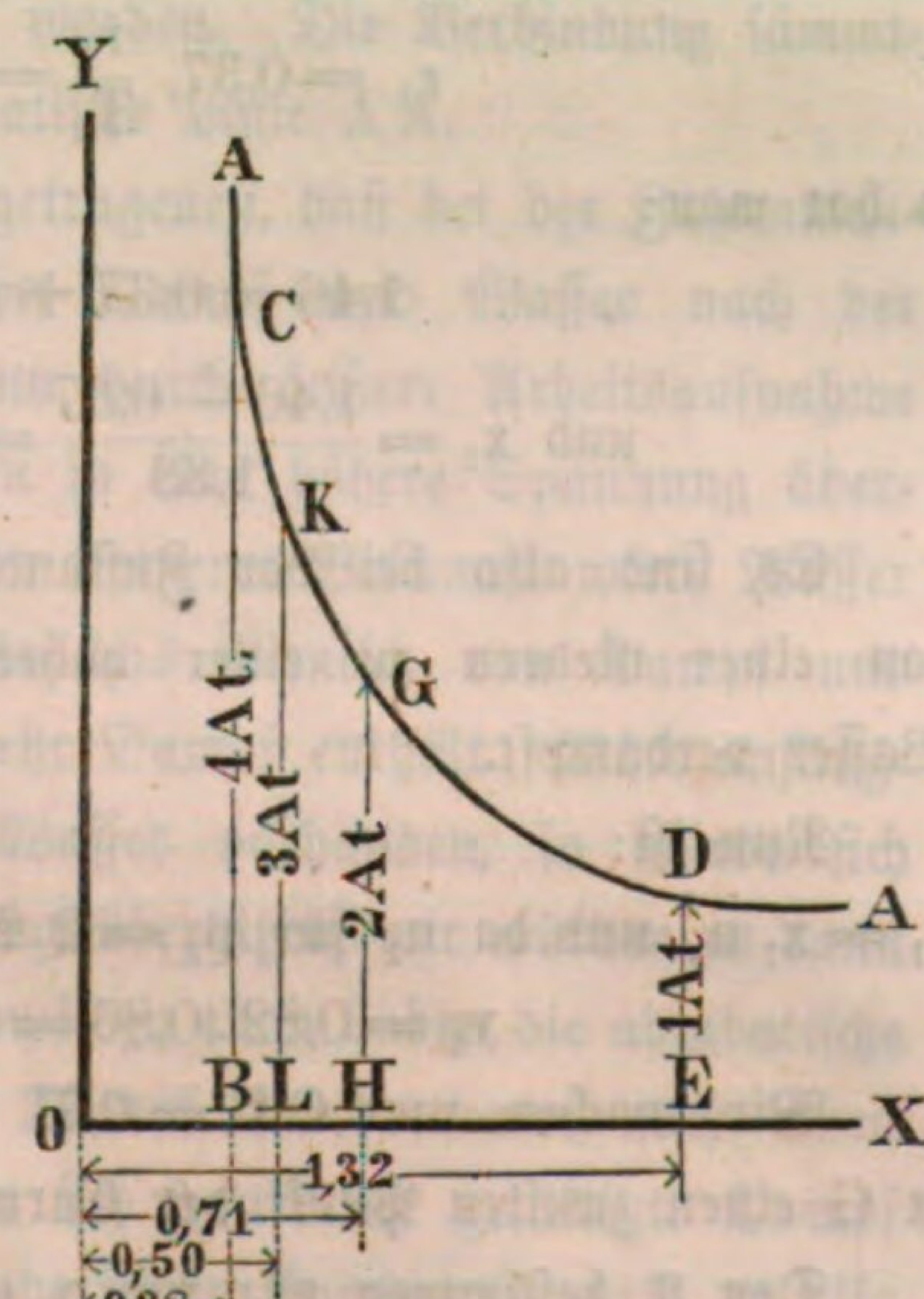
Und auch dies muß dem vorigen, sowie dem erstern gleich sein. Demnach entsteht:

$$\tau + \frac{x\,r}{T} = \tau_2 + \frac{x_2\,r_2}{T_2}$$

und hieraus berechnet sich wieder x_2, sowie das zugehörige Volumen $v_2 = OL$. Wäre also auch der Punkt K in der adiabatischen Curve nicht bekannt, so würden wir ihn doch leicht construiren können. Ueberhaupt ersieht man aus dem Vorstehenden, daß man, gestützt auf dasjenige, was wir im Anhange über Wärmegewichte angeführt haben, mit Leichtigkeit verschiedene Punkte für eine adiabatische Curve berechnen und construiren und damit auch die adiabatische Linie selbst zeichnen kann. Der Anschaulichkeit wegen, soll die Construction an einem bestimmten Beispiele gezeigt werden.

Wir nehmen an, es seien anfänglich $x = 0{,}80$ Klgr. Dampf, also $1 - x = 0{,}20$. Klgr. Wasser vorhanden. Die Dampfspannung p betrage 1 Atm. Dann haben wir für die Abscisse OE Fig. 14:

Fig. 14.



$$OE = v = x\,u + \sigma.$$

Da für $p = 1$ $u = 1{,}65$ ist (wenn wir nur 2 Decimalstellen beibehalten), so ist:

$$v = 0{,}80 \times 1{,}65 + 0{,}001$$

oder indem wir ferner $\sigma = 0{,}001$ unberücksichtigt lassen:

$$v = 0{,}8 \times 1{,}65$$
$$= 1{,}320 \text{ Kbkm.}$$

Sei nun OE, Fig. 14, $= 1{,}32$ und $ED = 1$ (= dem Drucke von einer Atmosph.), so ist D ein Punkt in der adiabatischen Linie.

Wir construiren einen zweiten Punkt für $p = 2 \times E\,D = 2$ Atm. Dazu bedienen wir uns der Gleichung

$$\tau + \frac{x\,r}{T} = \tau_1 + \frac{x_1\,r_1}{T_1}.$$

Nun sind, wie wir wissen, in Tabelle III, die Werthe von τ, r und $\frac{r}{T}$ für verschiedene Spannungen zusammengestellt. Für $p = 1$ ist:

$$\tau = 0{,}31, \frac{r}{T} = 1{,}44,$$

daher:

$$\tau + \frac{x\,r}{T} = 0{,}31 + 0{,}8 \,.\, 1{,}44 = 1{,}46$$

$$\text{und } 1{,}46 = \tau_1 + x_1 \frac{r_1}{T_1}.$$

Da nun für $p_1 = 2$ Atm.

$$\tau_1 = 0{,}37,\ \frac{r_1}{T_1} = 1{,}33 \text{ ist,}$$

so hat man:

$$1{,}46 = 0{,}37 + x_1 \,.\, 1{,}33$$

$$\text{und } x_1 = \frac{1{,}46 - 0{,}37}{1{,}33} = 0{,}82 \text{ sehr nahe.}$$

Es sind also bei der Zustandsänderung (beim Uebergange von einer niedern zu einer höhern Temperatur) 0,02 Klgr. Wasser verdampft.

Nun ist:

$v_1 = x_1\,u_1$ und da u_1 für $p_1 = 2$ Atm. $= 0{,}86$ ist, so hat man:

$$v_1 = 0{,}82 \,.\, 0{,}86 = 0{,}71 \text{ Kbkm.}$$

Wir machen nun $O\,H = 0{,}71$ und $H\,G = 2$, und erhalten in G einen zweiten Punkt der Curve.

Den 3. bestimmen wir für $p_2 = 3$ Atm. Wir setzen jetzt:

$$\tau + \frac{x\,r}{T} = \tau_2 + \frac{x_2\,r_2}{T_2}$$

$$\text{oder } 1{,}46 = \tau_2 + x_2 \cdot \frac{r_2}{T_2}.$$

Nun ist nach Tabelle III für $p_2 = 3$ Atm.

$$\tau_2 = 0{,}40,\ \frac{r_2}{T_2} = 1{,}26,$$

$$\text{daher } 1{,}46 = 0{,}40 + x_2 \, . \, 1{,}26$$

$$\text{oder } x_2 = \frac{1{,}46 - 0{,}40}{1{,}26} = 0{,}84 \text{ Klgr.},$$

somit, da jetzt $u_2 = 0{,}59$ ist:

$$v_2 = x_2\, u_2 = 0{,}84 \, . \, 0{,}59 = 0{,}50 \text{ Kbkm.}$$

Machen wir also O L = 0,5 und L K = 3, so bezeichnet K einen dritten Punkt in der adiabatischen Linie.

Für $p_3 = 4$ Atmosphären findet sich auf dieselbe Weise $v_3 = 0{,}38$ Kbkm. In unserer Figur ist nun O B = 0,38 und B C = 4 gemacht und dadurch ein vierter Punkt C in der zu construirenden Linie erhalten worden. Die Verbindung sämmtlicher Punkte liefert die adiabatische Linie A' A.

Man sieht aus dem Vorgetragenen, daß bei der Zusammendrückung eines Gemisches von Dampf und Wasser nach der adiabatischen Curve, oder wenn durch äußere Arbeitsaufnahme der Dampf von einer niedern in eine höhere Spannung übergeht, oder aus dem größern ein kleineres Volumen wird, Wasser verdampft, daß also am Ende das Gemisch von Dampf und Wasser weniger Wasser und mehr Dampf enthält. Wäre anfänglich gesättigter Dampf ohne Wasser vorhanden, so würde sich dieser bei der Zusammendrückung überhitzen, wir würden es dann nicht mehr mit gesättigtem Dampfe zu thun haben, die adiabatische Curve für diesen überhitzten Dampf würde dann auch einen andern Verlauf haben. Dehnt sich ferner der gesättigte Dampf arbeitsverrichtend nach der adiabatischen Curve aus, geht er also von einer höhern Spannung oder Temperatur zu einer niedrigern über, so muß umgekehrt ein Niederschlagen von Dampf statt-

finden, wie wir dies auch schon früher hervorgehoben haben. Wäre hier anfänglich reiner gesättigter Dampf, ohne Beimischung von Wasser vorhanden, so würde dies am Ende der Operation nicht mehr der Fall sein. Das Verhalten des gesättigten Dampfes bei der Zusammendrückung oder Ausdehnung nach der adiabatischen Curve ist also das Umgekehrte von dem, bei der Zusammendrückung oder Ausdehnung nach der isodynamischen Linie.

Da die Kenntniß des Gesetzes der adiabatischen Linie für die Aufstellung einer zuverlässigen und durchaus wissenschaftlich begründeten Theorie der Dampfmaschinen von der größten Wichtigkeit ist, so wollen wir zunächst noch an einem Beispiele zeigen, wie bei der Ausdehnung des gesättigten Dampfes nach der in Rede stehenden Curve ein Niederschlagen des Dampfes stattfindet, und dann wollen wir untersuchen, welche Erscheinungen eintreten müssen, wenn man sich denkt, man habe anfänglich nur Wasser von einer bestimmten Temperatur und vermindere den Druck auf dasselbe nach dem Gesetze der adiabatischen Linie.

Wir denken uns in einem Cylinder 1 Klgr. von reinem gesättigten Wasserdampfe (ohne Beimischung von Wasser) von 4 Atmosph. Druck, also von einer Temperatur von 144°, so ist hier $x = 1$ und nach Tabelle III

$$\tau = 0{,}427; \frac{r}{T} = 1{,}211,$$

u aber beträgt nach Tabelle II: 0,447.

Demnach $v = x\,u = 1 \,.\, 0{,}447 = 0{,}447$.

Ist nun O B, Fig. 15, $= 0{,}447$ und $B\,C = 4$, so können wir C als den Anfangspunkt in der zu zeichnenden Curve betrachten. Es ist nun:

$$\tau + x\frac{r}{T} = 0{,}427 + 1{,}211 = 1{,}638.$$

Nunmehr soll sich der Dampf ohne Mittheilung und Entziehung von Wärme arbeitsverrichtend ausdehnen, bis seine

Spannung auf $p_1 = DE = 2$ Atmosph. gesunken ist. Für diesen Fall hat man:

$$\tau_1 = 0{,}368,\ \frac{r}{T} = 1{,}326,$$

daher ist:

$$1{,}638 = 0{,}368 + x_1 . 1{,}326$$

$$x_1 = 0{,}958 \text{ Klgr.}$$

Demnach haben sich bei der Ausdehnung

$$1 - 0{,}958 = 0{,}042 \text{ Klgr.}$$

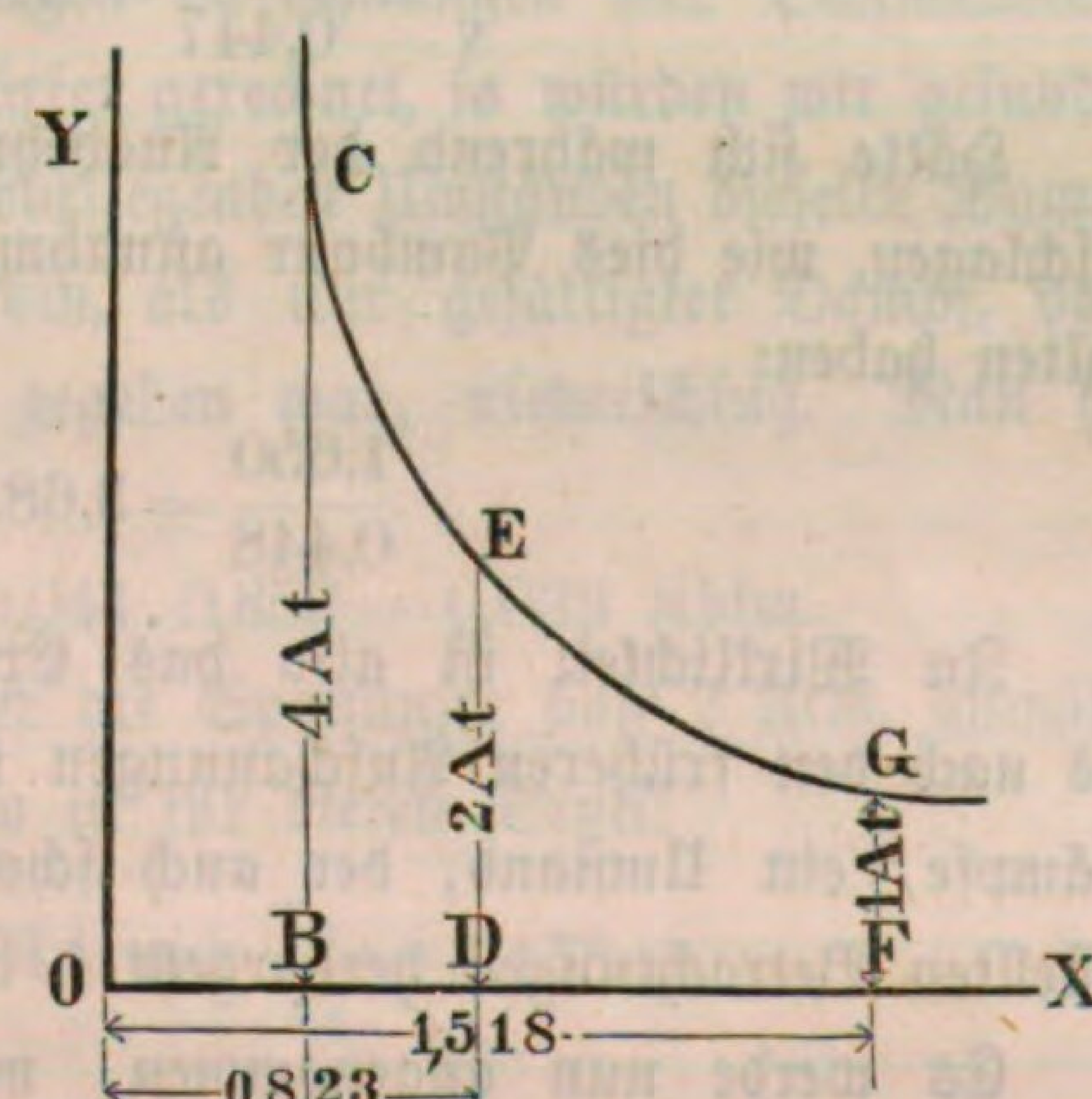
Dampf niederschlagen.

Das Volumen v_1 beträgt:

$$v_1 = x_1\, u_1 = 0{,}958 . 0{,}859 = 0{,}823.$$

Ist also $OD = 0{,}823$ und $DE = 2$, so bezeichnet E einen zweiten Punkt in unserer Curve.

Fig. 15.



Der Dampf möge sich jetzt noch weiter bis zu einer Spannung von 1 Atm. = F G ausdehnen; alsdann ist:

$$\tau_2 = 0{,}314,\ \frac{r_2}{T_2} = 1{,}438,\ u_2 = 1{,}649,$$

daher:

$$1{,}638 = 0{,}314 + x_2 . 1{,}438;\ x_2 = 0{,}920 \text{ Klgr.}$$

Somit die ganze niedergeschlagene Dampfmasse bei der Ausdehnung von 4 auf 1 Atm.

$$1 - 0{,}920 = 0{,}080 \text{ Klgr.}$$

Das specifische Volumen v_2 ist:

$$v_2 = x_2\, u_2 = 0{,}92 \times 1{,}649 = 1{,}518 \text{ Kbkm.}$$

Um demnach noch einen dritten Punkt für die adiabatische Linie zu erhalten, machen wir $OF = 1{,}518$ und $FG = 1$.

Man sieht also hier recht deutlich, daß mit der Ausdehnung des Dampfes ein Niederschlagen verbunden ist. Hätten wir umgekehrt anfänglich 0,920 ($= x_2$) Klgr. Dampf, also $1 - 0{,}920 = 0{,}080$ Klgr. Wasser von 1 Atm. Spannung gehabt und hätten das Gemisch nach und nach bis auf 4 Atmosph. ohne Mittheilung und Entziehung von Wärme zusammengedrückt, so würden wir am Ende des Processes 1 Klgr. gesättigten Dampf erhalten haben, es würden also jene 0,080 Klgr. Wasser vollständig verdampft sein.

Das sogenannte Expansionsverhältniß (e) beträgt im vorliegenden Falle:

$$\frac{v_2}{v} = \frac{1{,}518}{0{,}447} = 3{,}390.$$

Hätte sich während der Ausdehnung kein Wasser niedergeschlagen, wie dies Pambour annahm, so würde man für e erhalten haben:

$$\frac{1{,}650}{0{,}448} = 3{,}68.$$

In Wirklichkeit ist also das Expansionsverhältniß kleiner als nach den früheren Anschauungen über die Eigenschaften der Dämpfe, ein Umstand, der auch schon aus den Seite 59 angestellten Betrachtungen hervorgeht.

Es werde nun angenommen, man habe anfänglich nur Wasser von einer bestimmten Temperatur, was also so belastet sei, daß eine Verdampfung nicht stattfinden kann. Nun vermindere man den Druck auf dasselbe nach und nach, indem weder Wärme zugeführt noch abgeleitet wird, und untersuche nun, welche Veränderungen sich zeigen werden.

Nehmen wir an, die Temperatur des Wassers betrage 144°, so ist der Druck p auf dasselbe $= 4$ Atm. Es ist dann:

$$\tau = 0{,}427,\ \frac{r}{T} = 1{,}211 \text{ und } x = 0,$$

daher

$$\tau + x \cdot \frac{r}{T} = 0{,}427.$$

Sinkt nun die Spannung ohne Mittheilung und Entziehung von Wärme allmälig auf 2 Atm. herab, so hat man:

$$\tau_1 = 0{,}368,\ \frac{r_1}{T_1} = 1{,}326,$$

also

$$\tau_1 + x_1 \frac{r_1}{T_1} = 0{,}368 + x_1 \cdot 1{,}326,$$

mithin

$$0{,}368 + x_1 \cdot 1{,}326 = 0{,}427$$

$$x_1 = 0{,}044.$$

Dieses Dampfgewicht hat sich gebildet. Hätten wir bei diesen sowie bei den vorigen Berechnungen vier Decimalstellen beibehalten und etwas schärfer gerechnet, so würden wir gefunden haben, daß sich unter den vorliegenden Umständen dieselbe Dampfmenge bildet, die sich vorhin, als nur gesättigter Dampf, ohne Beimischung von Wasser gegeben war, niederschlug. Man hat ferner

$$v_1 = x_1 u_1 = 0{,}044 \cdot 0{,}859 = 0{,}039 \text{ Kbkm.}$$

Lassen wir nun weiter die Spannung von 2 Atm. allmälig auf 1 Atm. herabgehen, so ist für diesen Druck:

$$\tau_2 = 0{,}314 \text{ und } \frac{r_2}{T_2} = 1{,}438,$$

mithin

$$0{,}427 = 0{,}314 + 1{,}438 \cdot x_2$$

$$x_2 = 0{,}0786 \text{ Klgr.}$$

Dieses Dampfgewicht ist im Ganzen entstanden; das vorhandene Wassergewicht beträgt sonach $1 - 0{,}0786 = 0{,}9214$ Klgr. Auch hier würden wir für die Endpressung von 1 Atm. genau dasselbe Dampfgewicht erhalten haben, was sich im vorigen Beispiel niederschlug, als die Spannung von 4 Atm. auf 1 Atm. sank.

Die vorstehenden Untersuchungen zeigen uns, daß in den Fällen, wo mehr Dampf als Wasser vorhanden ist, bei der Ausdehnung nach der adiabatischen Curve ein theilweises Niederschlagen des Dampfes erfolgt, daß aber dann, wenn anfänglich nur Wasser vorhanden, Dampf gebildet wird. Daraus geht nun hervor, daß es ein Gemisch von Flüssigkeit und Dampf geben muß, bei welchem bei der Ausdehnung weder ein Niederschlagen noch ein Entstehen von Dampf stattfindet, oder daß wenigstens in der ersten Periode der Ausdehnung ebenso viel Dampf entsteht, als sich in der zweiten Periode niederschlägt. Es läßt sich dieses Mischungsgewicht berechnen. Da am Anfange und am Ende der Ausdehnung die gleiche Dampf- oder Wassermenge vorhanden sein muß, so haben wir:

$$\tau + x \cdot \frac{r}{T} = \tau_1 + x \cdot \frac{r_1}{T_1}.$$

Also

$$x = \frac{\tau - \tau_1}{\frac{r}{T} - \frac{r_1}{T_1}} \; \ldots\ldots (XXVI).$$

Nehmen wir hier wieder die Anfangspressung zu 4 und die Endpressung zu 1 Atm. an, so findet sich für x fast ganz genau 0,5 Klgr. Es muß also anfänglich ebensoviel Wasser als Dampf vorhanden sein, wenn sich bei der Ausdehnung zwischen den Spannungen von 4 und 1 Atmosph. am Ende dieselbe Dampf- und Wassermasse vorfinden soll. Für die Spannungen von 10 und 5, 5 und 1, 1 und $^1/_2$ Atm. findet sich beziehungsweise:

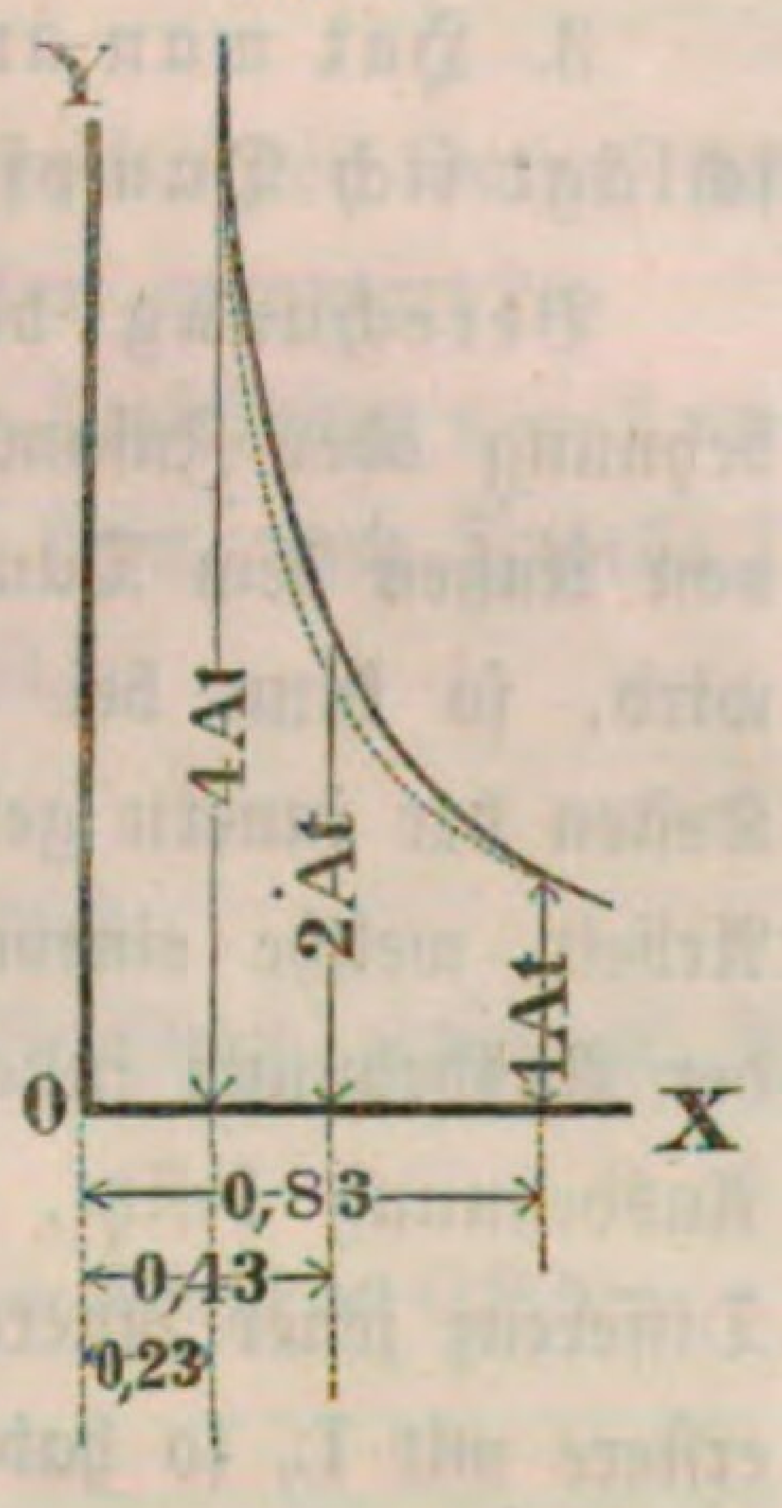
$$x = 0{,}56,\; x = 0{,}50,\; x = 046 \text{ Klgr.}$$

Also weicht das Mischungsverhältniß nicht viel von dem Werthe 1:1 ab.

Denken wir uns beispielsweise für die Grenzpressungen von 4 und 1 Atm. und für das Mischungsgewicht 1:1 (also für 0,5 Klgr. Wasser und ebensoviel Dampf) die adiabatische Curve und diejenige constanter Dampfgewichte construirt, so müssen sich

beide Curven in ihren Endpunkten durchschneiden. Da ferner aber bei jenem Mischungsgewichte auf der ersten Hälfte der Ausdehnung die gebildete Dampfmenge klein ist, so weichen beide Curven in ihrem Laufe sehr wenig von einander ab, die adiabatische Curve nähert sich aber der Abscissenachse etwas schneller als die Curve constanter Dampfgewichte. In Fig. 16 soll die punktirte Linie die adiabatische Curve für das Mischungsgewicht 1:1 sowie für die Grenzpressungen von 4 und 1 Atm. darstellen. Die vorstehenden Berechnungen zeigen, wie verwickelt die Erscheinungen bei der Ausdehnung und Zusammendrückung des gesättigten Dampfes sind.

Fig. 16.



Im Allgemeinen gelangen wir durch dieselben zu folgenden Resultaten.

a) Für die **Ausdehnung** nach der adiabatischen Curve.

1. Ist anfänglich reiner gesättigter Dampf, ohne Beimischung von Wasser vorhanden, so schlägt sich Dampf bei der Ausdehnung nieder.

2. Ist anfänglich ungleich mehr Dampf als Wasser vorhanden, so findet ebenfalls ein Niederschlagen von Dampf statt.

3. Hat man anfänglich viel mehr Wasser als Dampf oder nur Wasser, so erzeugt sich bei der Ausdehnung Dampf.

b. Für die **Zusammendrückung** nach der adiabatischen Curve.

1. Ist anfänglich reiner gesättigter Dampf ohne Beimischung von Wasser vorhanden, so wird derselbe bei der Zusammendrückung überhitzt.

2. Ist das anfängliche Dampfgewicht größer als das Wassergewicht, so erfolgt bei der Zusammendrückung ein Verdampfen.

3. Hat man anfänglich mehr Wasser als Dampf, so schlägt sich Dampf bei der Zusammendrückung nieder.

Berechnung der äußern Arbeit. Da bei der Ausdehnung oder Zusammendrückung nach der adiabatischen Curve von Außen dem Dampf Wärme weder mitgetheilt noch entzogen wird, so kann bei der Ausdehnung äußere Arbeit nur auf Kosten der innern geleistet werden. Bezeichnet nun U die innere Arbeit, welche einem Gemische von Flüssigkeit und Dampf vor der Ausdehnung inne wohnt, U_1 diejenige, die es nach erfolgter Ausdehnung besitzt, so muß die geleistete äußere Arbeit der Differenz jener inneren Arbeiten gleich sein. Bezeichnen wir die erstere mit L, so haben wir:

$$L = U - U_1.$$

Demnach beträgt die verschwundene Wärme

$$Q = A\,L = A(U - U_1).$$

Die innere Wärme, welche der innern Arbeit äquivalent ist, läßt sich leicht berechnen. Haben wir x Kilogr. Dampf und 1 — x Klgr. Wasser, so enthalten

x Klgr.	Dampf	$x(q + \varrho)$ W.-E.
1 — x „	Wasser	$(1 - x)q$ „ „
Also das Gemisch:		$x(q + \varrho) + (1 - x)q$ W.-E.

Oder wenn man auflöst und vereinfacht

$$q + x\varrho \text{ W.-E.}$$

Für x_1 Klgr. Dampf und $1 - x_1$ Klgr. Wasser ergeben sich:

$$q_1 + x_1\varrho_1 \text{ W.-E.}$$

Somit entsteht für die bei der Ausdehnung verschwundene Wärme:

$$Q = A\,L = A(U - U_1) = q + x\varrho - (q_1 + x_1\varrho_1) \ldots\ldots (\text{XXVII}).$$

Hier bezeichnen natürlich x und x_1 die Dampfgewichte am Anfange und Ende der Expansion.

Beispiel 1.

Welche Arbeit (L) verrichtet 1 Klgr. gesättigter Dampf von 4 Atm. Spannung, wenn er bis auf 1 Atm. expandirt?

Nach Seite 90 und 91 war unter diesen Umständen $x = 1$ und $x_1 = 0{,}920$ Klgr. Ferner hat man für 4 Atm. nach Tabelle II

$$q = 145{,}31 \text{ und } \varrho = 461{,}5$$

und für 1 Atm.

$$q_1 = 100{,}5 \text{ und } \varrho = 496{,}3.$$

Werden diese Werthe in die letzte Gleichung eingesetzt, so entsteht:

$$Q = A\,L = 145{,}31 - 100{,}5 + 461{,}5 - 496{,}3 \times 0{,}920$$

$$A\,L = 49{,}7 \text{ W.-E.}$$

mithin

$$L = 424 \times 49{,}7 = 21072{,}8 \text{ Mtrklgr.}$$

Beispiel 2.

Wie groß ist aber jene Leistung unter der Voraussetzung, daß anfänglich kein Dampf, sondern nur Wasser vorhanden ist?

In diesem Falle hat man $x = 0$ und nach Seite 93: $x_1 = 0{,}079$, während q und q_1, sowie ϱ und ϱ_1 dieselben Werthe beibehalten. Es ist demnach:

$$A\,L = 145{,}31 - 100{,}5 + 0 \,.\, 461{,}5 - 496{,}3 \times 0{,}079$$

$$= 44{,}81 - 39{,}2 = 5{,}61 \text{ W.-E.}$$

Somit:

$$L = 424 \times 5{,}61 = 2378{,}6 \text{ Mtrklgr.}$$

Die Arbeit ist also ungleich geringer, als im vorigen Beispiele, was sich sehr einfach daraus erklären läßt, daß sich bei der Expansion auch Dampf bilden muß, der einen bedeutenden Theil der Flüssigkeitswärme in Anspruch nimmt, wodurch Tempe-

ratur und Spannung schneller abnehmen müssen, als das vorhin der Fall war.

Näherungsformeln für die adiabatische Linie. Bei der isothermischen Linie der Dampf- und Flüssigkeitsmischungen können wir für irgend eine Spannung und ein gegebenes Dampfgewicht das zugehörige Volumen leicht berechnen. Auch für die isodynamische Curve ist ein Ausdruck aufgestellt worden, der die Abhängigkeit der Dampfspannung von dem zugehörigen Volumen mit ziemlicher Genauigkeit wiedergibt. Da die adiabatische Linie nun für die Praxis besonders wichtig ist, so muß es uns darum zu thun sein, auch für sie einen derartigen Ausdruck aufzufinden, damit auf diese Weise der vorher angegebene mühsamere Weg zur Berechnung der Curve durch einen einfachern ersetzt werden kann. — Durch numerische Rechnungen fand zuerst Rankine, daß sich allerdings das Gesetz der adiabatischen Linie durch eine Gleichung von der Form

$$p\,v^m = p_1\,v_1{}^m = p_2\,v_2{}^m = \text{etc.}$$

wiedergeben lasse, und zwar indem man m = 1,11..... setzt. Aus den betreffenden Mittheilungen Rankine's geht aber keineswegs hervor, ob der Werth von m für jedes Gemisch von Dampf und Flüssigkeit Anwendung findet, oder nur für ein bestimmtes. Die früher durchgeführten Rechnungen lassen das erstere als sehr unwahrscheinlich erscheinen und Grashof hat denn auch zuerst darauf hingewiesen, daß jener Werth zu klein sei, wenn man es am Anfange der Expansion nicht mit einem Gemische von Dampf und Flüssigkeit, sondern mit reinem gesättigtem Dampfe zu thun habe. Er zeigt, daß in diesem Falle für m der Werth 1,140 zu setzen sei. Die frühern Rechnungen gestatten uns, sofort zu untersuchen, ob dieser Werth wirklich richtig ist, und zeigen uns dann auch gleichzeitig, daß sich der von Rankine angegebene Werth von m nur auf ein bestimmtes Gemisch von Flüssigkeit und Dampf bezieht.

Aus der Gleichung

$$p\,v^m = p_1\,v_1{}^m \ldots\ldots (XXVIII)$$

folgt:

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v}\right)^m$$

also
$$m = \frac{\log \frac{p}{p_1}}{\log \frac{v_1}{v}} \ldots\ldots (XXIX).$$

Nehmen wir also das Beispiel, Seite 90, zur Hand. Hier war:

$$p = 4,\ p_1 = 1,\ v = 0{,}447 \text{ und } v_1 = 1{,}520.$$

Demnach haben wir:

$$m = \frac{\log 4}{\log \frac{1{,}520}{0{,}447}} = \frac{\log 4}{\log 3{,}39} = \frac{0{,}602}{0{,}530} = 1{,}136.$$

Ein Werth, der mit dem Grashof'schen vollkommen übereinstimmte, wenn man nur 2 Decimalstellen beibehalten wollte.

Nehmen wir aber an, es sei am Anfange der Expansion nur Wasser vorhanden, und berechnen m nun mit Zugrundelegung des Beispiels auf Seite 92.

Hier ist auch $p = 4$, $p_1 = 1$, aber $v = 0{,}001$ und $v_1 = 0{,}1312$, daher

$$m = \frac{\log 4}{\log \frac{0{,}1312}{0{,}001}} = \frac{\log 4}{\log 131{,}2} = \frac{0{,}602}{2{,}118} = 0{,}284.$$

Es geht daraus hervor, daß der Werth von m durchaus von dem anfänglichen Gemische von Wasser und Dampf abhängig ist. Zeuner hat deßhalb die Werthe von m für verschiedene derartige Gemische berechnet. Folgende Tabelle enthält dieselben.

Anfangsdruck p in Atmosph.	Specifische Dampfmenge im Anfange x.	Enddruck in Atmosphären. 0,5	1	2
4	x = 0,90	m = 1,124	1,127	1,130
	0,80	= 1,114	1,116	1,119
	0,70	= 1,102	1,104	1,105
2	x = 0,90	m = 1,123	1,126	
	0,80	= 1,114	1,117	
	0,70	= 1,103	1,104	
1	x = 0,90	m = 1,122		
	0,80	= 1,114		
	0,70	= 1,103		

Man sieht also hieraus recht deutlich, daß m von der anfänglich vorhandenen specifischen Dampfmenge x abhängig ist. Daß es

1. um so größer wird, je größer die anfänglich vorhandene Dampfmenge x ist; daß es aber auch

2. von der Anfangs- und Endpressung abhängt. Je größer beide sind, desto größer ist m.

Weiter geht aus der Tabelle hervor, daß der Rankine'sche Werth von m sich circa auf ein Gemisch von 80 Theilen Dampf und 20 Theilen Wasser bezieht.

Wie der Werth von m insbesondere von der Anfangs- und Endpressung des Dampfes abhängt, dürfte auch aus folgender von Zeuner mitgetheilten Tabelle hervorgehen, bei welcher vorausgesetzt ist, daß man es im Anfange der Expansion mit reinem gesättigtem Dampfe, ohne Beimischung von Wasser zu thun habe. Die Tabelle gibt außerdem noch an, wie viel Dampf (x_1) sich am Ende der Expansion niedergeschlagen hat und wie groß dabei das Expansionsverhältniß (e) gewesen ist.

Anfangsdruck p in Atmosph.		Enddruck p_1 in Atmosphären. 0,5	1	2	4
8	x =	0,854	0,884	0,918	0,956
	e =	11,577	6,236	3,375	1,834
	m =	1,132	1,136	1,140	1,143
4	x =	0,888	0,921	0,958	
	e =	6,282	3,390	1,837	
	m =	1,132	1,135	1,140	
2	x =	0,924	0,960		
	e =	3,409	1,842		
	m =	1,130	1,134		
1	x =	0,961			
	e =	1,848			
	m =	1,129			

Es geht hieraus entschieden hervor, daß bei derselben Anfangspressung (p) der Werth von m um so größer ist, je größer die Endpressung p_1 ist. Aus Allem erhellet aber, daß die Abweichungen unter einander unbedeutend sind, und daß man deßhalb wohl für m einen constanten Mittelwerth annehmen kann. Derselbe berechnet sich aus der Tabelle zu

$$m = 1{,}134.$$

Der Ausdruck, welcher das Gesetz der adiabatischen Curve für gesättigten Dampf ohne Beimischung von Wasser repräsentirte, würde also sein:

$$p\, v^{1,134} = p_1\, v_1^{\ 1,134} = p_2\, v_2^{\ 1,134}.$$

Daraus entsteht:

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v}\right)^{1,134}$$

oder das Expansionsverhältniß

$$e = \frac{v_1}{v} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{1,134}} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{m}} \ldots\ldots (XXX).$$

Nun haben wir aber aus der Tabelle auf Seite 100 ersehen, daß m auch bei derselben Anfangspressung, um so kleiner wird, je mehr Wasser dem Dampfe beigemischt ist. Nimmt man aus den Fällen, wo die anfängliche specifische Dampfmenge 0,90, also die Wassermenge 0,10 betrug, für m einen mittlern Werth, so erhält man:

$$m = 1{,}125.$$

Der mittlere Werth von m für die specifische Dampfmenge $x = 0{,}80$ beträgt:

$$1{,}115$$

und der für die Dampfmenge $x = 0{,}70$:

$$1{,}103.$$

Hiernach würde man also haben,

für: $x = 1$, $m = 1{,}134$
„ $x = 0{,}90$, $m = 1{,}125$
„ $x = 0{,}80$, $m = 1{,}115$
„ $x = 0{,}70$, $m = 1{,}103$.

Zeuner findet, daß sich diese Werthe recht wohl durch die empirische Formel

$$m = 1{,}103 + 0{,}100 \, . \, x \ldots\ldots \text{(XXXI)}$$

wiedergeben lassen.

Grashof setzt in seinen Resultaten der mechanischen Wärmetheorie bei Berechnungen der Expansionsdampfmaschinen

$$m = 1{,}125,$$

ein Werth, der also einem Wassergehalte von 10 Procent entspricht. Wir werden, bei Aufstellung der Theorie der Dampfmaschinen, darauf zurückkommen. Im Uebrigen bemerken wir, daß nach vielfachen Beobachtungen der aus dem Kessel dem Cylinder zuströmende Dampf stets eine gewisse Menge Wasser mechanisch beigemischt enthält, daß die Menge dieses Wassers besonders von dem lebhaften Kochen und von der Geschwindigkeit abhängt, mit welcher der Dampf entweicht, daß aber auch

bei längeren Leitungen immerhin ein kleiner Theil Dampf niedergeschlagen und dem Cylinder zugeführt wird. Bei Locomotivmaschinen soll sich das beigemischte Wassergewicht nicht selten auf 25 bis 30 Procent belaufen.

Die Indicatordiagramme der Dampfmaschinen sprechen eher für, als gegen die Richtigkeit der mechanischen Wärmetheorie. Wenn man die an Dampfmaschinen abgenommenen Indicatordiagramme mit der bei der Theorie der Gase betrachteten isothermischen Linie, also mit derjenigen vergleicht, welche das Mariotte'sche Gesetz repräsentirt, so findet man, daß diese Curve wenig von den krummen Linien jener Diagramme abweicht. Man hat daraus geschlossen, daß der Wasserdampf im Cylinder einer Dampfmaschine bei der Expansion dem Mariotte'schen Gesetze folge und daß demnach die Berechnungen, auf welche die mechanische Wärmetheorie führt, falsch sein müßten. Wir glauben indessen, behaupten zu dürfen, daß die vorhin angestellten Betrachtungen das Gegentheil beweisen. Der Werth von m in der Gleichung

$$p v^m = p_1 v_1^m$$

nähert sich nämlich um so mehr der Einheit, je größer die Menge des beigemischten Wassers ist, und je weiter die Expansion getrieben wird. Da nun aber festgestellt ist, daß der Dampf stets mehrere Procente Wasser mit sich führt, so kann m nicht viel von 1 verschieden sein und demnach kann auch die Indicatorcurve nicht viel von derjenigen abweichen, welche das Mariotte-sche Gesetz darstellt. Betrachtet man z. B. Fig. 14, so findet man auch, daß zwischen den Spannungen von 4 und 1 Atmosph. und bei einem Wassergehalte von 20 Procent die Volumina beinahe den Spannungen umgekehrt proportional sind. Während sich nämlich die letztern wie

$$4 : 2 : 1$$

verhalten, haben wir für die ersteren:

$$0{,}38 : 0{,}71 : 1{,}32.$$

In der That ist ja auch für diesen Wassergehalt des Dampfes m im Mittel $= 1{,}115$ zu setzen.

Leistungsformel für die Ausdehnung des Dampfes nach der adiabatischen Linie. Im ersten Theile ist gezeigt worden, daß die Leistung von 1 Klgr. atmosphärischer Luft, wenn dieselbe nach der adiabatischen Curve expandirt, durch die Formel:

$$L = \frac{p\,v}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]$$

berechnet werden könne, wo $k = 1{,}41$ war, und die Gl. der Curve lautete:

$$p\,v^k = p_1\,v_1{}^k$$

Da unsere Gleichung für gesättigten Dampf dieselbe Gestalt hat, so muß sich also auch die Leistung dieses Dampfes bei der Ausdehnung durch einen ähnlichen Ausdruck wiedergeben lassen. Man hat also dafür

$$L = \frac{p\,v}{m-1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right] \ldots\ldots (XXXII).$$

Berechnet man nach dieser Formel die Expansionsleistung des Dampfes für verschiedene Anfangsspannungen und Expansionsverhältnisse (e) und vergleicht die sich ergebenden Resultate mit denjenigen, die man unter Zugrundelegung derselben Zahlen nach den frühern Formeln, Seite 96, erhält, so ergibt sich eine recht befriedigende Uebereinstimmung. Wir wollen dies wenigstens an einem speciellen Beispiele zeigen; gleichzeitig kann uns dasselbe dazu dienen, den Gebrauch obiger Formel anschaulich zu machen.

Beispiel.

Wie groß ist die Leistung von 1 Klgr. gesättigten Dampfes, wenn derselbe von 4 auf 1 Atmosph. expandirt?

Es ist hier $p = 4$, $p_1 = 1$ und $v = xu + \sigma = 0{,}448$, wofür früher gesetzt worden ist: 0,447. Demnach entsteht: $\frac{p_1}{p} = 0{,}25$ und für $\frac{m-1}{m}$ ergibt sich $\frac{0{,}135}{1{,}135} = 0{,}122$. Substituiren wir diese Werthe in unsere Formel, so erhalten wir: $L = 10334 . \frac{4 . 0{,}447}{0{,}135}$ $\left[1 - (0{,}25)^{0{,}122}\right]$ $\log (0{,}25)^{0{,}122} = 0{,}122 \log 0{,}25 = 0{,}9266 - 1$ und $0{,}25)^{0{,}122} = 0{,}845$, also $1 - (0{,}25)^{0{,}122} = 0{,}155$. Ferner ist $10334 \times \frac{4 . 0{,}447}{0{,}135} = 136408$, demnach

$$L = 136408 \times 0{,}155 = 21143 \text{ Mtrklgr.}$$

Die zu dieser Arbeitsverrichtung erforderliche Wärmemenge beträgt:

$$Q = A\,L = \frac{21143}{424} = 49{,}86 \text{ W.E.}$$

Seite 97 fanden wir 49,7 W.-E., also eine recht gute Uebereinstimmung.

Zeuner hat noch an verschiedenen anderen Beispielen untersucht, wie weit die Resultate, die man nach obiger Formel erhält, mit denen, durch die frühern Formeln erhaltenen, übereinstimmen. Die folgende Tabelle enthält diese Berechnungen. Die Producte $A\,L_1$ bezeichnen die nach obiger Formel erhaltene verschwundene Wärme bei der Expansion, die Produkte $A\,L$ aber diejenige, welche sich aus den frühern Ausdrücken ergibt; e ist das Expansionsverhältniß.

Anfangsdruck p in Atmosph.		Enddruck p_1 in Atmosphären. 0,5	1	2	4
8	e =	11,51	6,247	3,392	1,842
	$A\,L_1$ =	94,90	74,02	51,35	26,73
	$A\,L$ =	94,93	73,75	51,01	27,57

Anfangsdruck p in Atmosph.		Enddruck p_1 in Atmosphären. 0,5	1	2	4
4	e =	6,25	3,392	1,842	
	AL_1 =	70,95	49,22	25,63	
	AL =	71,14	49,17	25,53	
2	e =	3,392	1,842		
	AL_1 =	47,19	24,57		
	AL =	47,40	24,59		
1	e =	1,842			
	AL_1 =	23,58			
	AL =	23,70			

Man sieht, daß die Werthe von AL_1 und AL so nahe übereinstimmen, als es nur für die Praxis erwünscht werden kann. Aus diesem Grunde dürfen wir bei Berechnung der Expansionsleistung unserer Dampfmaschinen von der Näherungsformel XXXII Gebrauch machen. Wir werden sie deshalb auch bei jenen Berechnungen anwenden, wobei wir ihr aber nach dem Vorgange Grashofs und wie dies auch bei Berechnung der Expansionsleistung der Gasmaschinen geschehen ist, eine etwas bequemere Gestalt geben wollen.

Zunächst kann man nun in jener Formel statt

$$\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}} \text{ setzen: } \left(\frac{v}{v_1}\right)^{m-1}$$

und erhält dann:

$$L = \frac{p\,v}{m-1}\left[1 - \left(\frac{v}{v_1}\right)^{m-1}\right] \ldots\ldots (XXXIII).$$

Wie schon oben bemerkt, nimmt Grashof bei seinen Berechnungen der Dampfmaschinen für m : 1,125.

Sechster Abschnitt.

Ueber einige andere Zustandsänderungen der Dampf- und Flüssigkeitsmischungen, die noch von technischer Wichtigkeit sind.

1. Das Verhalten der Dampf- und Flüssigkeitsmischungen, wenn Mittheilung und Entziehung von Wärme bei constantem Volumen stattfindet.

Wir denken uns in einem Gefäße 1 Klgr. Dampf- und Flüssigkeit eingeschlossen, nehmen an, x Klgr. seien davon dampfförmig, mithin 1 — x Klgr. flüssig. Die Temperatur des Gemisches sei = t und die Spannung des Dampfes = p. Das specifische Volumen (v) der Mischung ist alsdann durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$v = x u + \sigma.$$

Es werde nun diesem Gemische entweder Wärme mitgetheilt oder entzogen. Die Temperatur gehe dabei in t_1, die Spannung in p_1 und die specifische Dampfmenge in x_1 über.

Für das specifische Volumen (v_1) am Ende der Wärmezuführung oder Wärmeentziehung hat man dann:

$$v_1 = x_1 u_1 + \sigma.$$

Da wir nun vorausgesetzt haben, v sei $= v_1$ (das Volumen bleibe constant) so entsteht:

$$x u + \sigma = x_1 u_1 + \sigma.$$

Demnach erhalten wir für das specifische Volumen am Ende der Operation:

$$x_1 = \frac{u}{u_1} x \ldots\ldots (XXXIV).$$

Beispiel.

In einem Gefäße befinde sich eine Mischung von G Klgr. Wasser und Dampf. Davon seien 0,8 . G Klgr. dampfförmig, 0,2 . G Klgr. mögen sich also im flüssigen Zustande befinden. Der Druck betrage 1,5 Atmosphären. Welches wird das specifische Dampfvolumen x_1 sein, wenn dem Dampfe so viel Wärme entzogen wird, daß die Spannung auf $^1/_{10}$ Atm. sinkt?

Bei $1^1/_2$ Atmosph. ist $u = 1{,}126$ (Tabelle II)

" $^1/_{10}$ " " $u_1 = 14{,}551$ (")

daher

$$x_1 = \frac{1{,}126}{14{,}551} \times 0{,}8 = 0{,}0774 . 0{,}8 = 0{,}06192 \text{ Klgr.},$$

mithin die ganze Dampfmenge am Ende 0,0619 . G Klgr. und die ganze Wassermenge (1 — 0,0619) G = 0,9381 . G Klgr. Es haben sich also 0,8 — 0,0619 = 0,7381 . G Klgr. Dampf niedergeschlagen.

Wie groß ist aber die Wärmemenge Q, welche bei der in Rede stehenden Zustandsänderung dem Gemische pro Kilogramm mitzutheilen oder zu entziehen ist?

Da in diesem Falle keine äußere Arbeit verrichtet wird, alle Veränderungen sich also nur auf die innere Arbeit beziehen, so haben wir, wenn q die Flüssigkeitswärme, ϱ die innere Verdampfungswärme am Anfange, q_1 die Flüssigkeitswärme und ϱ_1 die Verdampfungswärme am Ende der Zustandsänderung bezeichnen:

$$Q = q - q_1 + \varrho x - \varrho_1 x_1$$

und wenn man den Werth von x_1 aus voriger Gl. einsetzt:

$$Q = q - q_1 + \varrho x - \varrho_1 \frac{u}{u_1} x$$

$$= q - q_1 + x u \left(\frac{\varrho}{u} - \frac{\varrho_1}{u_1}\right) \ldots\ldots (XXXV).$$

Beispiel.

Wie groß ist die Wärmemenge (Q), welche im vorigen Beispiele jenem Gemische aus Wasser und Dampf zu entziehen war?

Bei $1\frac{1}{2}$ Atmosph. ist

$$q = 112{,}41, \ \frac{\varrho}{u} = 433.$$

Für $\frac{1}{10}$ Atmosph. haben wir:

$$q_1 = 46{,}28, \ \frac{\varrho_1}{u_1} = 37,$$

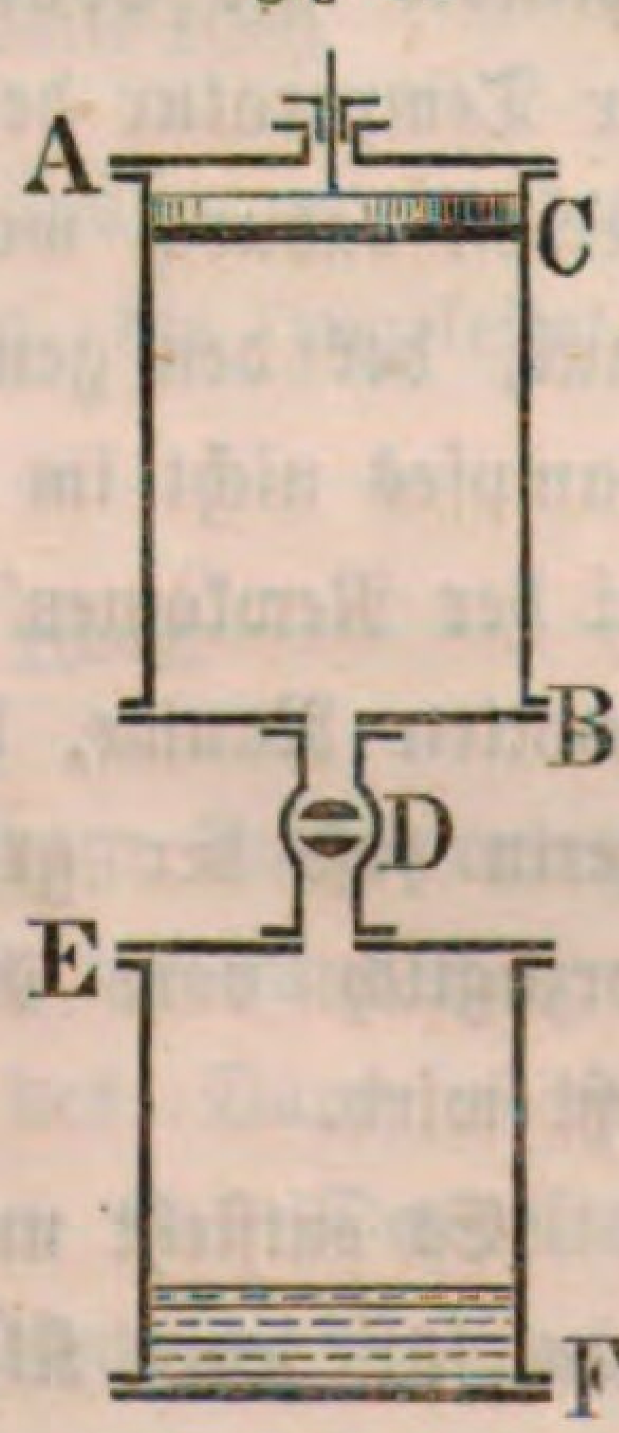
demnach:

$$Q = 112{,}41 - 46{,}28 + 0{,}8 \, . \, 1{,}126 \, (433 - 37) = 66{,}13 + 0{,}9 \, . \, 396$$
$$= 422 \text{ W.-E.}$$

pro Klgr., mithin für G Klgr. der Mischung:

$$Q_1 = 422 \, . \, G \text{ W.-E.}$$

Fig. 17.



Die vorstehende Berechnung findet Anwendung beim Condensator einer Dampfmaschine. Denken wir uns AB, Fig. 17, sei der Dampfcylinder, C der darin befindliche Kolben, EF sei der Condensator; letzterer stehe durch eine Röhre, welche vermittelst eines Hahnes D geöffnet und geschlossen werden kann, mit dem Cylinder in Verbindung. — Bei den jetzigen Dampfmaschinen ist nun die Anordnung so getroffen, daß die Communication des Cylinders mit dem Condensator (oder in Ermangelung

dessen mit der freien Luft) hergestellt wird, ehe der Kolben das Ende seiner Bahn erreicht hat. Ist also beispielsweise der Kolben C beinahe oben angekommen, so möge der Hahn in jenem Verbindungsrohre geöffnet werden. Es mischt sich dann augenblicklich der höher gespannte und wärmere Dampf im Dampfcylinder mit dem niedriger gespannten und kältern Dampfe des Condensators, so daß aus beiden Spannungen fast augenblicklich eine mittlere Spannung entsteht, die also in beiden Räumen herrscht. Wir werden alsbald sehen, wie sich dieselbe berechnen läßt. Da nun der Condensator fortwährend kalt erhalten wird, weil an den Wandungen entlang fortwährend kaltes Wasser fließt (Oberflächencondensator), oder weil in das Innere desselben ununterbrochen kaltes Wasser eingespritzt wird (Einspritzcondensator), so tritt auch schnell ein Sinken dieser mittleren Spannung durch Wärmeentziehung ein, und man kann annehmen, daß diese letztere während der Zeit stattfindet, wo der Kolben am obern Ende seines Weges verweilt; aus diesem Grunde hat man es also hierbei mit einer Wärmeentziehung bei constantem Volumen zu thun. Der Dampf in dem ganzen Raume (im Cylinder und Condensator) nimmt eine Spannung an, wie sie der Temperatur des Condensators entspricht, die Cylinderwände werden dadurch warm erhalten. Dies war bekanntlich der Umstand, der den genialen Watt veranlaßte, die Condensation des Dampfes nicht im Dampfcylinder selbst zu vollziehen, wie dies bei der Newkomen'schen Maschine geschah, sondern in einem getrennten Raume, dem Condensator; und in der That besteht hierin fast der größte Werth seiner Erfindung, wenn dieselbe vorzüglich vom ökonomischen Standpunkte aus ins Auge gefaßt wird.

Es entsteht nun die Frage, wie viel Klgr. Kühlwasser würde man für jedes Klgr. der Mischung im letzten Beispiele nöthig haben, wenn sich dasselbe von $t = 15$ auf $t_1 = 35^0$ erwärmen sollte?

Man hat nach Gl. II (Seite 26) für die Flüssigkeitswärme q' bei $15^0:15{,}005$ und für die q'' bei $35^0:35{,}037$. Nehmen wir nun an, wir bedürften G_1 Klgr. von jenem Kühlwasser zur Entziehung der 422 . G W.-E. so würden wir haben:

$$G_1\,(35{,}037 - 15{,}005) = 422\,.\,G$$

und das Verhältniß des Kühlwassers zum Dampfe

$$\frac{G_1}{G} = \frac{422}{35{,}037 - 15{,}005} = \frac{422}{20{,}032} = 21.$$

Untersuchen wir nun, welche Wärmemenge einem Gemische von Flüssigkeit und Dampf mitzutheilen ist, damit die Spannung und Temperatur bis zu einem gewissen Punkte steige.

Das anfängliche Dampfgewicht betrage wieder x . G Klgr., das Wassergewicht $(1 - x)$ G Klgr. Am Ende der Wärmezuführung sei x_1 G das Dampf-, mithin $(1 - x_1)$ G das Flüssigkeitsgewicht. Die Flüssigkeitswärme am Anfange sei q, die innere Verdampfungswärme ϱ, am Ende der Wärmezuführung möge q_1 die Flüssigkeits- und ϱ_1 die innere Verdampfungswärme sein; alsdann erhalten wir für die zugeführte Wärmemeenge Q pro Klgr. den Ausdruck:

$$Q = q_1 - q + u\,x\left(\frac{\varrho_1}{u_1} - \frac{\varrho}{u}\right) \text{ W.-E. (Seite 109).}$$

Da aber Gmal so viel Klgr. Dampf und Wasser vorhanden sind, so findet sich für die ganze Mischung die zugeleitete Wärme Q_1:

$$Q_1 = \left[q_1 - q + u\,x\left(\frac{\varrho_1}{u_1} - \frac{\varrho}{u}\right)\right] G \text{ W.-E.}$$

Mit Hülfe dieser Formel läßt sich eine Frage beantworten, die ein hohes technisches Interesse bieten dürfte, die nämlich:

In welcher Zeit wird die Spannung des Dampfes in einem Dampfkessel um ein Gewisses (z. B. um das Doppelte, Dreifache 2c.) gestiegen sein, wenn von einem bestimmten Momente an kein Dampf mehr abgeleitet wird?

Denken wir uns, es würden dem Kessel (resp. dem Wasser und Dampfe in demselben) pro Minute Q_m W.-E. zugeführt. Weiter wollen wir annehmen, im Momente des Abschließens seien eben $x.G$ Klgr. Dampf vorhanden und nach Z Minuten $x_1.G$ Klgr., der anfängliche Druck betrage p, der Druck nach Z Minuten p_1. Da in Z Minuten $Z.Q_m$ W.E. dem Gemische zugeleitet worden sind, so muß offenbar

$$Z.Q_m = Q_1$$

also

$$Z = \frac{Q_1}{Q_m}$$

sein. Setzen wir nun statt Q_1 den obigen Werth, so erhalten wir:

$$Z = \frac{G}{Q_m}\left[q_1 - q + ux\left(\frac{\varrho_1}{u_1} - \frac{\varrho}{u}\right)\right].$$

Dieser Ausdruck läßt sich vereinfachen. Nach Seite 100 ist nämlich:

$$Z = \frac{G}{Q_m}\left(q_1 - q + \varrho_1 x_1 - \varrho x\right)$$

$$= \frac{1}{Q_m}\left[(q_1 - q)G + (\varrho_1 x_1 - \varrho x)G\right] \ldots\ldots (XXXVI).$$

Nun ist $(q_1 - q)\,G$ der Ueberschuß der freien Wärme in der ganzen Masse gegen den am Anfange der Wärmezuführung, $(\varrho_1 x_1 - \varrho x)\,G$ der Ueberschuß an innerer Verdampfungswärme; da aber ϱ_1 und ϱ immer weniger verschieden sind als q_1 und q, da ferner die Dampfgewichte x und x_1 sehr klein sind, gegen das ganze Gewicht G von Wasser und Dampf, besonders wenn man bedenkt, daß die Dampfkessel durchschnittlich auf $^2/_3$ ihres Inhaltes mit Wasser angefüllt sind, und daß nur das übrig bleibende Drittel Dampf enthält, so kann man die Differenz

$$(\varrho_1 x_1 - \varrho x)\,G$$

gegen die

$$(q_1 - q)\,G$$

vernachlässigen, und erhält dann

$$Z = \frac{G}{Q_m}(q_1 - q) \ldots\ldots (XXXVII).$$

Bezeichnet nach c die mittlere specifische Wärme des Wassers, t_1 die End- und t die Anfangstemperatur, so entsteht auch:

$$Z = \frac{G}{Q_m}(t_1 - t)\,c \ldots\ldots (XXXVIII).$$

Dieser sehr einfache Ausdruck sagt uns, daß die Zeit, in welcher die Spannung oder Temperatur des Dampfes in einem Kessel um ein Gewisses steigt, 1. dem Gewichte des Wassers (oder was eigentlich auf dasselbe hinauskommt: der Größe des Kessels) so wie der Temperaturdifferenz direct, daß sie aber 2. der zugeleiteten Wärme (Q_m) umgekehrt proportional sei.

Diese Thatsachen liegen eigentlich auch auf der Hand. Denn es ist klar, daß die Zeit, innerhalb welcher die Temperatur um eine gewisse Zahl von Graden in die Höhe geht, um so größer ist, je größer das Gewicht des ganzen Gemisches (G) von Dampf und Flüssigkeit ist, daß man aber zu dieser Temperaturerhöhung um so weniger Zeit nothwendig habe, je mehr Wärme dem Wasser in der Zeiteinheit, also z. B. in 1 Sekunde oder in 1 Minute, zugeführt wird.

Die einer bestimmten Wassermasse in der Zeiteinheit zugeführte Wärme hängt aber außer der Intensität der Heizung auch von der größern oder kleinern Heizfläche ab. Letztere besteht aber bei jedem Dampfkessel aus 2 Theilen, der directen und indirecten Heizfläche. Die erstere ist derjenige Theil der Kesselfläche, die direct vom Feuer umspült wird, die andere aber derjenige, an welchem die heißen Verbrennungsgase vorbeiziehen. Kessel, die schnell eine bedeutende Dampfmenge entwickeln müssen, und dabei doch keine zu große Wassermasse enthalten dürfen, wie z. B. die Locomotivkessel, besitzen eine verhältnißmäßig große

directe Heizfläche, hier empfängt also dasselbe Wassergewicht in derselben Zeit eine ungleich größere Wärme, als bei denjenigen Kesseln, wo die directe Heizfläche in Beziehung zur indirecten klein ist, die demnach auch verhältnißmäßig größer sind und eine größere Wassermasse enthalten. Dies ist z. B. bei den stationären Maschinen der Fall. Es muß hiernach auch bei einem Locomotivkessel die Spannung des Dampfes bei fortgesetzter Heizung und bei Abschluß des Dampfes ungleich eher steigen, als bei dem Kessel einer stationären Maschine.

Das Vorstehende mag durch ein Beispiel veranschaulicht werden.

Beispiel.

Die Heizfläche eines gewöhnlichen cylindrischen Dampfkessels betrage 18 Quadratmeter (der Kessel entspricht nach Zeuner einer Maschine von circa 15 Pferdestärken), der Inhalt desselben sei 11 Kbkm.; davon seien 0,6 mit Wasser, die übrigen mit Dampf angefüllt. Bei normalem Gange der Maschine erzeuge der Kessel pro Quadratmeter Heizfläche stündlich 25 Klgr. Dampf von 5 Atm. Spannung; nach wie viel Minuten wird der Dampfdruck auf 10 Atmosph. steigen?

Zunächst beträgt das pro Minute erzeugte Dampfgewicht

$$\frac{18 \times 25}{60} = 7{,}5 \text{ Klgr.}$$

Nehmen wir an, dieser Dampf werde aus Wasser von 15° erzeugt, so können wir leicht berechnen, wie viel W.-E. zu dieser Erzeugung erforderlich sind.

Da die Wärme im vorliegenden Falle (wenn die Maschine in Thätigkeit ist) außer der innern auch äußere Arbeit zu verrichten hat, so haben wir für die Gesammtwärme, welche 1 Klgr. Wasser von t Grad zugeführt werden muß, um daraus 1 Klgr. Dampf von t_1 zu bilden

$$W = q_1 - q + r = q_1 - q + \varrho + A p u$$

wo q_1 die Flüssigkeitswärme bei t_1 Grad und q die bei t Grad bedeutet. In unserm Falle ist $t_1 = 152{,}2$, $q_1 = 153{,}74$, $q = 15{,}005$, $\varrho = 454{,}99$ und $A p u = 44{,}19$. Demnach

$$W = 153{,}74 - 15{,}005 + 454{,}99 + 44{,}19 = 637{,}92 \text{ W.-E.}$$

Es erfordern also 7,5 Klgr.

$$7{,}5 \times 637{,}92 = 4784{,}5 \text{ W.-E.}$$

Diese Wärmemenge wird also dem Wasser pro Minute zugeführt, sie repräsentirt also Q_m in Formel XXXVI. Da ferner der Inhalt des Wasserraums des Kessels $0{,}6 \times 11 = 6{,}6$ Kbkm. beträgt, so beläuft sich das Wassergewicht auf $1000 \times 6{,}6 = 6600$ Klgr. Das Dampfgewicht dürfen wir vernachlässigen, und haben also für G: 6600 Klgr. Setzen wir nun $c = 1{,}022$, so entsteht:

$$Z = \frac{6600}{4784{,}5}(180{,}31 - 152{,}22) \,.\, 1{,}022$$

wo 180,31 die Temperatur des Wassers bei 10 und 152,22 die bei 5 Atm. bezeichnet. Man erhält hiernach:

$$Z = 39{,}71 \text{ Minuten.}$$

Nehmen wir an, daß ein Locomotivkessel in derselben Zeit die 3,3fache Dampfmenge liefere (diese Annahme wird im Allgemeinen nicht weit hinter der Wirklichkeit zurückbleiben), so würde die Zeit, in der die Spannung von 5 Atm. auf 10 Atm. steigt, nur

$$\frac{39{,}71}{3{,}3} = 12 \text{ Minuten betragen.}$$

Fairbairn fand, daß sich die Zeit, in welcher die Temperatur des Wassers eines Locomotivkessels von t auf t_1 Grad steigt, durch die empirische Formel

$$Z = 0{,}405\,(t_1 - t)$$

ausdrücken lasse, wo Z Minuten bezeichnet. Setzen wir also,

entsprechend dem vorigen Beispiel, $t_1 = 180{,}31$ und $t = 152{,}22$, so erhalten wir

$$Z = 0{,}405 \times 28{,}09 = 11{,}38 \text{ Minuten},$$

was mit dem vorigen Resultate ziemlich gut übereinstimmt.

Uebrigens hat man bei den in Rede stehenden Untersuchungen zu bedenken, daß die Dampfspannungen in einem weit schnelleren Verhältniß wachsen, als die Temperaturen, und daß man demnach für einen Kessel, in welchem eine höhere Dampfspannung herrscht, weniger Zeit nothwendig hat, um beispielsweise die Spannung um 5, 6 ꝛc. Atmosph. zu steigern, als für einen solchen mit geringerer Dampfspannung. Denken wir uns z. B. in dem oben angeführten Kessel der stationären Maschine betrüge die normale Spannung anstatt 5 Atm. 9, und untersuchen wir nun, in wie viel Minuten (Z) jetzt abermals eine Erhöhung derselben um 5 Atm. (also von 9 auf 14 Atm.) eintritt. Man hat jetzt für t_1: 195,53 und für t: 178,02, daher

$$Z = \frac{6600}{4784{,}5}(195{,}53 - 178{,}02) \, . \, 1{,}022 = 1{,}38 \, . \, 17{,}51 \, . \, 1{,}022$$
$$= 24{,}7 \text{ Minuten},$$

mithin wesentlich weniger als im ersten Beispiel. Wenn man also entscheiden will, ob die empirische Formel von Fairbairn, angewandt auf Locomotivkessel, mit unserer Formel übereinstimmende Resultate liefert, so hat man noch zu wissen, für welche mittlere Dampfspannung jene Formel aufgestellt ist.

Aus unsern Tabellen ist ferner leicht zu entnehmen, daß eine Vermehrung der Spannung um das Doppelte, Drei- oder Vierfache ꝛc. bei niedrigeren Spannungen in kürzerer Zeit eintritt, als bei höheren.

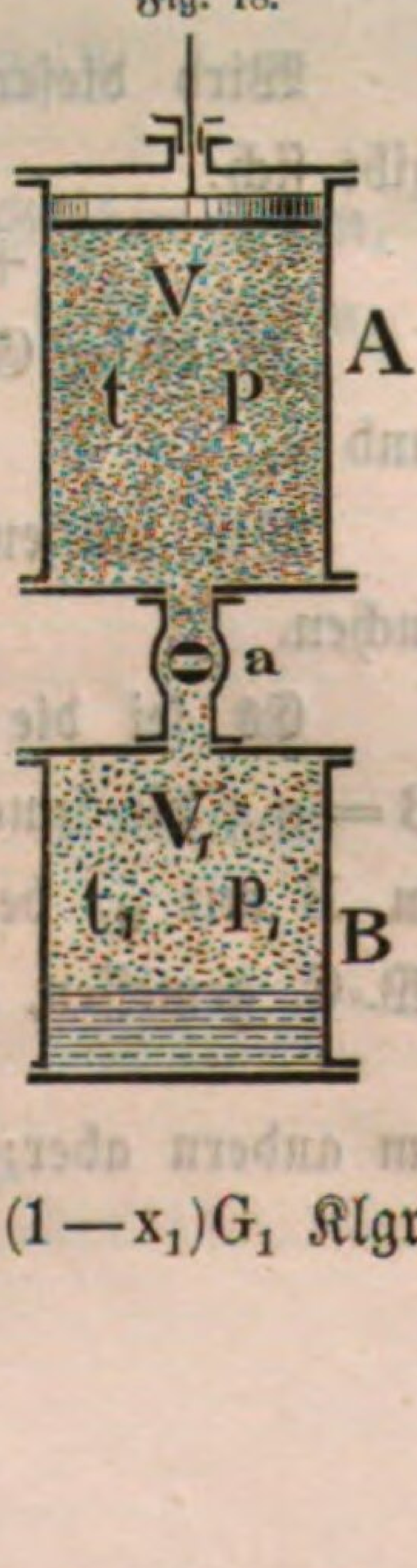
Die vorstehenden Rechnungsresultate zeigen nun, wie die Zeit, in welcher die Dampfspannung im Kessel einer stationären Maschine um das Zwei- oder Dreifache steigt, wenn der Dampfabfluß abgesperrt wird und die **Dampfentwicklung ihren normalen Verlauf**

hat, schon dann ziemlich groß ist, wenn während jener Absperrung in derselben Art und Weise geheizt wird, wie dies beim gewöhnlichen Betriebe der Maschine der Fall ist. Wird hingegen, wenn die Maschine nicht thätig ist, das Feuer sich größtentheils selbst überlassen und wird nur so viel geheizt, daß das Feuer nicht erlöscht, so wird jene Zeit ungleich größer sein. Aus diesem Grunde hat man bei stationären Maschinen schon weniger zu befürchten, daß eine Kesselexplosion bei normaler Dampfentwickelung stattfindet. Bei Locomotivkesseln sowie bei den stehenden Kesseln, die heut zu Tage nicht selten in unmittelbarer Nähe der Gußstahlschmelzöfen angelegt werden und eine große, fast directe Heizfläche besitzen, ist dies schon weit eher der Fall.

Mischung zweier Dampfmengen von gleicher Art und verschiedenem Zustande.

Während wir auf Seite 107 u. flgdn. die Zustandsänderung einer Mischung von Dampf und Flüssigkeit bei constantem Volumen betrachtet haben, wollen wir nun annehmen, es seien zwei Gefäße vorhanden, in denen zwar Gemische derselben Art enthalten, die aber in Temperatur, Spannung u. s. w. verschieden seien.

Fig. 18.



Es sei also A, Fig. 18, ein Gefäß vom Volumen V, B ein solches vom Volumen V_1. Beide Gefäße sollen durch eine, mit einem Hahn a verschließbare Röhre verbunden sein. In dem erstern Gefäße mögen sich x G Klgr. Dampf von der Temperatur t und Spannung p, in dem anderen x_1 G_1 Klgr. Dampf von der Temperatur t_1 und der Spannung p_1 befinden; die im Gefäße A enthaltene Wassermasse betrage $(1-x)G$ und die in B enthaltene $(1-x_1)G_1$ Klgr.

Sobald wir den Hahn a, den wir uns vor der Hand geschlossen denken, öffnen, wird eine Mischung des Dampfes in beiden Gefäßen stattfinden und es fragt sich, welches der Endzustand nach der Mischung sein wird, wenn Wärme weder zunoch abgeführt wird.

Wir haben

$$V = (x\,u + \sigma)\,G$$

und

$$V_1 = (x_1\,u_1 + \sigma)\,G_1.$$

Nach dem Oeffnen des Hahns ist das Gesammtvolumen

$$V_2 = V + V_1 = (x_2\,u_2 + \sigma)(G + G_1)$$

wenn x_2 die specifische Dampfmenge nach der Mischung bezeichnet.

Es ist daher:

$$(x\,u + \sigma)\,G + (x_1\,u_1 + \sigma)\,G_1 = (x_2\,u_2 + \sigma)(G + G_1)$$

oder nach leichter Reduction:

$$(G + G_1)\,x_2\,u_2 = G\,x\,u + G_1\,x_1\,u_1 \text{ (XXXIX).}$$

In der Regel drückt man G_1 als Vielfaches von G aus, so daß man z. B. schreiben kann

$$G_1 = n\,.\,G.$$

Wird dieser Werth in die letzte Gleichung eingesetzt, so ergibt sich:

$$(1 + n)\,x_2\,u_2 = x\,u + n\,.\,x_1\,u_1 \text{ (XXXX).}$$

In dieser Gleichung haben wir zwei Unbekannte, nämlich x_2 und u_2.

Wir müssen demnach noch eine zweite Gleichung zu bilden suchen.

Es sei die Flüssigkeitswärme im Gefäße $A = q$, die in $B = q_1$; die innere Verdampfungswärme in A werde mit ϱ, die in B mit ϱ_1 bezeichnet; alsdann beträgt die Wärmemenge in W.-E. gemessen, im erstern Gefäße:

$$(q + x\,\varrho)\,G$$

im andern aber:

$$(q_1 + x_1\,\varrho_1)\,G_1.$$

Nach der Mischung beider Rauminhalte möge die Flüssigkeitswärme q_2 und die innere Verdampfungswärme ϱ_2 sein, alsdann enthält 1 Klgr. der Mischung von Wasser und Dampf

$$q_2 + x_2 \varrho_2 \text{ W.-E.}$$

Da nun im Gefäße A : G und im Gefäße B : G_1 Kilogr. Wasser und Dampf enthalten waren, so sind dieselben auch jetzt noch im ganzen Raume vorhanden; daher beträgt die Wärmemenge der ganzen Mischung:

$$(G + G_1)(q_2 + x_2 \varrho_2) \text{ W.-E.}$$

Da wir nun angenommen haben, daß Wärme weder zu- noch abgeführt worden sei, so muß diese Wärmemenge derjenigen gleich sein, die vorhin in beiden getrennten Gefäßen enthalten war. Demnach entsteht:

$$(G + G_1)(q_2 + x_2 \varrho_2) = (q + x \varrho) G + (q_1 + x_1 \varrho_1) G_1.$$

Und wenn man wieder

$$G_1 = n G$$

setzt:

$$(1 + n)(q_2 + x_2 \varrho_2) = q + x \varrho + (q_1 + x_1 \varrho_1) n.$$

Demnach:

$$q_2 + x_2 \varrho_2 = \frac{q + x \varrho + (q_1 + x_1 \varrho_1) n}{1 + n}$$

Da auf der rechten Seite nur bekannte Größen stehen, so können wir den Werth dieses Ausdrucks mit p bezeichnen; es entsteht dann:

$$q_2 + x_2 \varrho_2 = p.$$

Ferner ergibt sich aus Gl. (XXXX)

$$x_2 u_2 = \frac{x u + n . x_1 u_1}{1 + n}$$

welcher Werth mit p_1 bezeichnet werden mag. Alsdann ist

$$x_2 = \frac{p_1}{u_2} \ldots\ldots \text{(XXXXI)}$$

mithin

$$q_2 + \frac{\varrho_2}{u_2} p_1 = p \ldots\ldots \text{(XXXXII).}$$

Aus Tabelle II läßt sich nun durch einiges Probiren finden, wie groß q_2 und der zugehörige Quotient $\frac{\varrho_2}{u_2}$ sein muß, damit $q_2 + \frac{\varrho_2}{u_2} p_1 = p$ werde. Sobald aber q_2 und $\frac{\varrho_2}{u_2}$ bekannt sind, ist auch der Druck (p_2) die Temperatur (t_2) das specifische Dampfvolumen (x_2) rc. kurz der Zustand des Gemisches von Dampf und Flüssigkeit nach Oeffnen des Hahns bekannt. Ein Beispiel wird den Gebrauch der Formeln anschaulich machen.

Beispiel.

Im Cylinder A mögen sich G Klgr. reiner gesättigter Dampf von 1,5 Atm. Spannung, hingegen im Gefäße B: $G_1 = 24{,}380\,G$ Klgr. Wasser und Dampf von $1/_{10}$ Atm. Spannung befinden, es sei also $n = 24{,}38$. Die specifische Dampfmenge in B sei $x_1 = 0{,}0095$, welches ist der Zustand nach der Mischung?

Für den Druck von 1,5 Atm. hat man nach Tabelle II

$$q = 112{,}41;\ \varrho = 487{,}01 \text{ und } u = 1{,}126,$$

für den Druck von 0,1 Atm. ist:

$$q_1 = 46{,}28;\ \varrho_1 = 538{,}85 \text{ und } u_1 = 14{,}55,$$

daher

$$x_2 u_2 = p_1 = \frac{1{,}126 + 24{,}38 \,.\, 0{,}0095 \,.\, 14{,}55}{1 + 24{,}38}$$

$$= \frac{1{,}126 + 3{,}376}{25{,}38} = 0{,}177.$$

Ferner hat man:

$$q_2 + x_2 \varrho_2 = \frac{112{,}41 + 487{,}01 + (46{,}28 + 0{,}0095 \,.\, 538{,}85) \,.\, 24{,}38}{1 + 24{,}38}$$

$$= 72{,}99 = p.$$

Somit entsteht:

$$q_2 + \frac{\varrho_2}{u_2} \,.\, 0{,}177 = 72{,}99.$$

Setzt man nun nach Tabelle II $q_2 = 60{,}59$, so findet sich nach derselben Tabelle $\frac{\varrho_2}{u_2} = 70$ und man hat:

$$60{,}59 + 70 . 0{,}177 = 60{,}59 + 12{,}39 = 72{,}98.$$

Ein Werth, der mit dem obigen (72,99) beinahe vollständig übereinstimmt. — Die Flüssigkeitswärme (q_2) nach der Mischung beträgt also 60,59 W.-E. Es ist somit nach der eben angeführten Tabelle die Temperatur (t_2) der Mischung von Flüssigkeit und Dampf: 60,4 Grad, und die Spannung $(p_2) = 0{,}2$ Atm. Da sich für diese Spannung $u_2 = 7{,}542$ findet, so hat man nach Gl. (XXXXI) für das spec. Dampfvolumen (x_2) nach der Mischung:

$$x_2 = \frac{p_1}{u_2} = \frac{0{,}177}{7{,}542} = 0{,}0234 \text{ Klgr.}$$

Vor der Mischung waren in A enthalten:

G Klgr. Dampf und kein Wasser;

in B:

$x_1\, G_1 = 0{,}0095 . 24{,}38 . G = 0{,}2316 . G$ Kilogramm Dampf und
$(1 - 0{,}0095)\ 24{,}38 . G = 24{,}148\, G$ Klgr. Wasser.

Die Dampfmenge in beiden Gefäßen betrug also:

$$(1 + 0{,}2316)\, G = 1{,}2316\, G \text{ Klgr.}$$

Nach der Mischung ist das Dampfgewicht in beiden Räumen

$$x_2\, G + x_2\, G_1 = x_2\, G (1 + 24{,}38) = G . 25{,}38 . 0{,}0234$$
$$= 0{,}596\, G \text{ Klgr.}$$

Demnach sind

$$(1{,}2316 - 0{,}596)\, G = 0{,}6356\, G \text{ Klgr.}$$

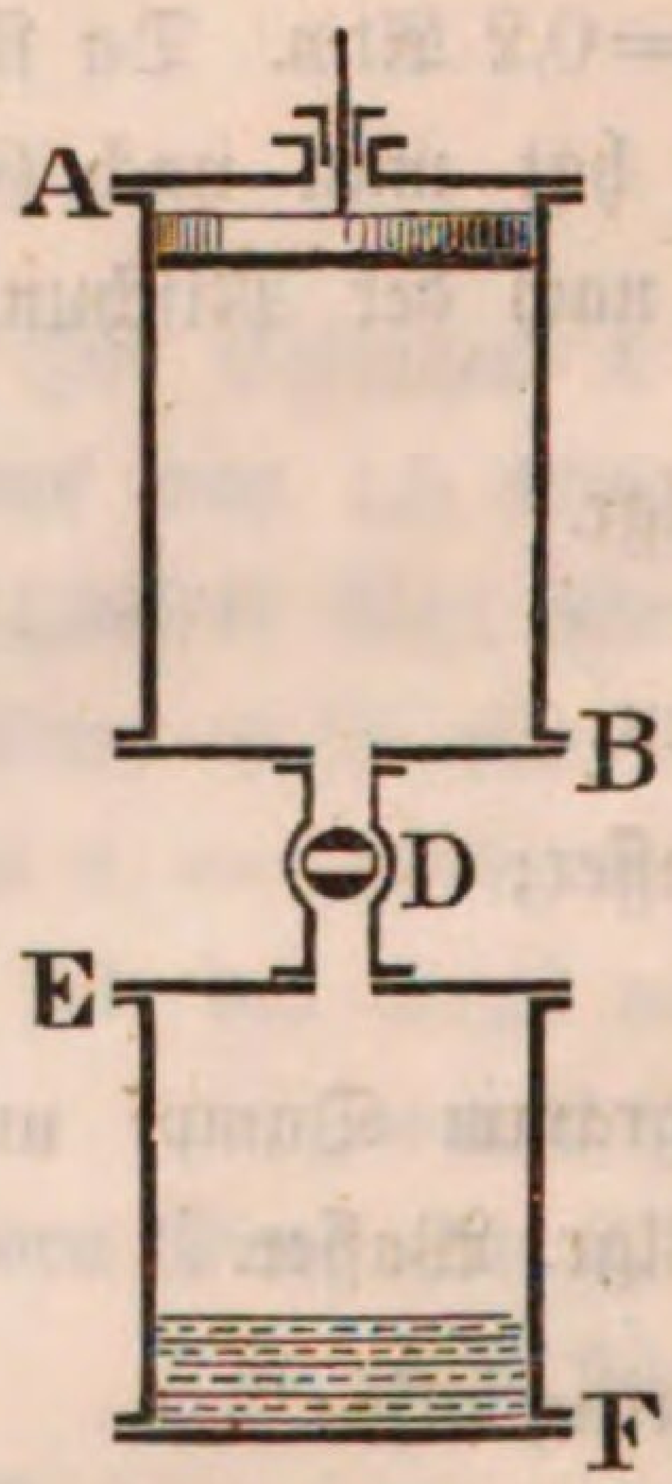
Dampf niedergeschlagen worden. Die Wassermasse hat sich demnach um 0,6356 . G Klgr. vermehrt.

Es läßt sich ferner leicht das Verhältniß der Rauminhalte beider Gefäße ermitteln. Bezeichnen wir den des erstern (A) wieder mit V, den des andern (B) mit V_1, so haben wir:

$$V : V_1 = G(x\,u + \sigma) : G_1\,(x_1\,u_1 + \sigma) \ldots\ldots (XXXXIII)$$
$$= x\,u + \sigma : 24{,}38\,(x_1\,u_1 + \sigma)$$
$$= 1{,}127 : 3{,}388$$
$$= 1 : 3 \text{ sehr nahe.}$$

Die vorstehenden Untersuchungen in Verbindung mit den auf Seite 107 u. flgnd. angestellten bilden die Grundlage der Theorie der Condensatoren. Wir haben schon dort auf die Art der Wirkung dieses Apparates aufmerksam gemacht. Wir hörten, daß die Verbindung zwischen dem Cylinder AB und dem Consator EF, Fig. 19, alsdann durch den Hahn D vermittelt werde, wenn der Kolben C das eine oder andere Ende seines Hubes beinahe erreicht habe. In diesem Falle entsteht dann plötzlich eine Mischung des wärmern und höher gespannten Cylinderdampfes mit dem kältern und geringer gespannten Condensatordampfe. Die eben angestellten Rechnungen beziehen sich auf diesen Fall. Sie lehren uns, wie man aus der Spannung des Cylinderdampfes und aus derjenigen des Condensatordampfes die mittlere Spannung des Dampfes in beiden Räumen nach stattgefundener Mischung berechnen kann. Diese mittlere Spannung sinkt aber nun rasch auf die mittlere Condensatorspannung hinunter. Da nämlich in den Raum EF beständig kaltes Wasser gespritzt wird (Einspritzcondensator) oder da der Dampf mit einer sehr großen, beständig kalt erhaltenen Oberfläche in Berührung ist (Oberflächencondensator), so dauert, wie bemerkt diese Spannung nur wenige Augenblicke, um auf diejenige herabzusinken, welche durchschnittlich im Raume EF herrscht. Die auf Seite 107 u. d. flgdn. angestellten Rechnungen bezogen sich darauf, die Wärme zu berechnen, welche

Fig. 19.



nothwendig war, den Druck in beiden Räumen — der sich nach der Mischung plötzlich einstellt, — auf den mittlern Condensatordruck zurückzuführen. Wir hatten es dabei mit der Untersuchung von Dampf- und Flüssigkeitsmischungen bei constantem Volumen zu thun. — Ist der Condensator mit einem Vacuummeter verbunden, mit einem Instrumente, welches die Größe der Luftleere oder die Spannung des Dampfes im Condensator angibt, was also für diesen Apparat denselben Zweck hat, den die Barometerprobe an einer Luftpumpe besitzt, so sieht man in dem Momente, wo sich der Cylinderdampf mit dem Condensatordampfe mischt, ein Steigen jenes Instrumentes; dasselbe dauert aber nur einen Augenblick, weil alsbald, wie schon bemerkt, die Spannung nach der Mischung auf die mittlere Spannung hinuntergeht. Da die Zahlenbeispiele Seite 108 und 120 zum Theil für Maschinen mit niederer Dampfspannung passen, so beträgt der Druck in beiden Räumen (Cylinder und Condensator) direct nach der Mischung $^{2}/_{10}$ Atm., kurz darauf aber nur noch $^{1}/_{10}$ Atm. (Seite 108).

Nach diesen Auseinandersetzungen wird es uns nun leicht werden, eine vollständige Theorie der Dampfmaschinen-Condensatoren aufzustellen. Bevor wir dazu übergehen, mag daran erinnert werden, daß bei diesen Maschinen zweierlei Condensatoren im Gebrauche sind. Die ersteren besitzen eine sehr große Oberfläche, die von Außen fortwährend mit kaltem Wasser in Berührung ist, so daß dieselbe beständig auf einer niedrigen Temperatur erhalten wird. Bei diesen Condensatoren erfolgt die Niederschlagung des Cylinderdampfes nur durch die Berührung mit jener kalten Oberfläche. — Die anderen Condensatoren sind gewöhnliche cylindrische oder prismatische Gefäße, die nicht nur in einem Behälter mit kaltem Wasser stehen, sondern in die auch fortwährend kaltes Wasser eingespritzt wird. Hier soll der in den Condensator tretende Dampf durch

seine Berührung mit dem kalten Wasser sich niederschlagen. Bei den erstern hat man vermittelst einer Pumpe nur pro Kolbenhub ein Wasserquantum fortzuschaffen, welches dem pro Hub verbrauchten Dampfgewichte gleich ist, und wenn bei diesen Maschinen kein Dampfverlust beim Einströmen in den Condensator stattfände, wenn außerdem jene Pumpe alles aufgesogene Wasser dem Kessel zuführen könnte, und nichts durch Fugen verloren ginge, so würde in ihnen der Dampf einen vollständigen Kreisproceß durchmachen. Bei den Einspritzcondensatoren ist nicht allein der niedergeschlagene Dampf, sondern auch das in den Condensator eingespritzte kalte Wasser fortzuschaffen. Da letzteres das Dampfgewicht zuweilen um mehr als das Zwanzigfache übertrifft, so muß die Pumpe, welche diese Fortschaffung bewirken soll, viel größer sein, als die beim Oberflächencondensator. Dazu kommt noch, daß das in den Einspritzcondensator eingespritzte kalte Wasser Luft enthält, welche beim Einspritzen frei wird und welche demnach ebenfalls von jener Pumpe zu beseitigen ist. Aus diesem Grunde gab ihr auch bekanntlich Watt den Namen Luftpumpe.

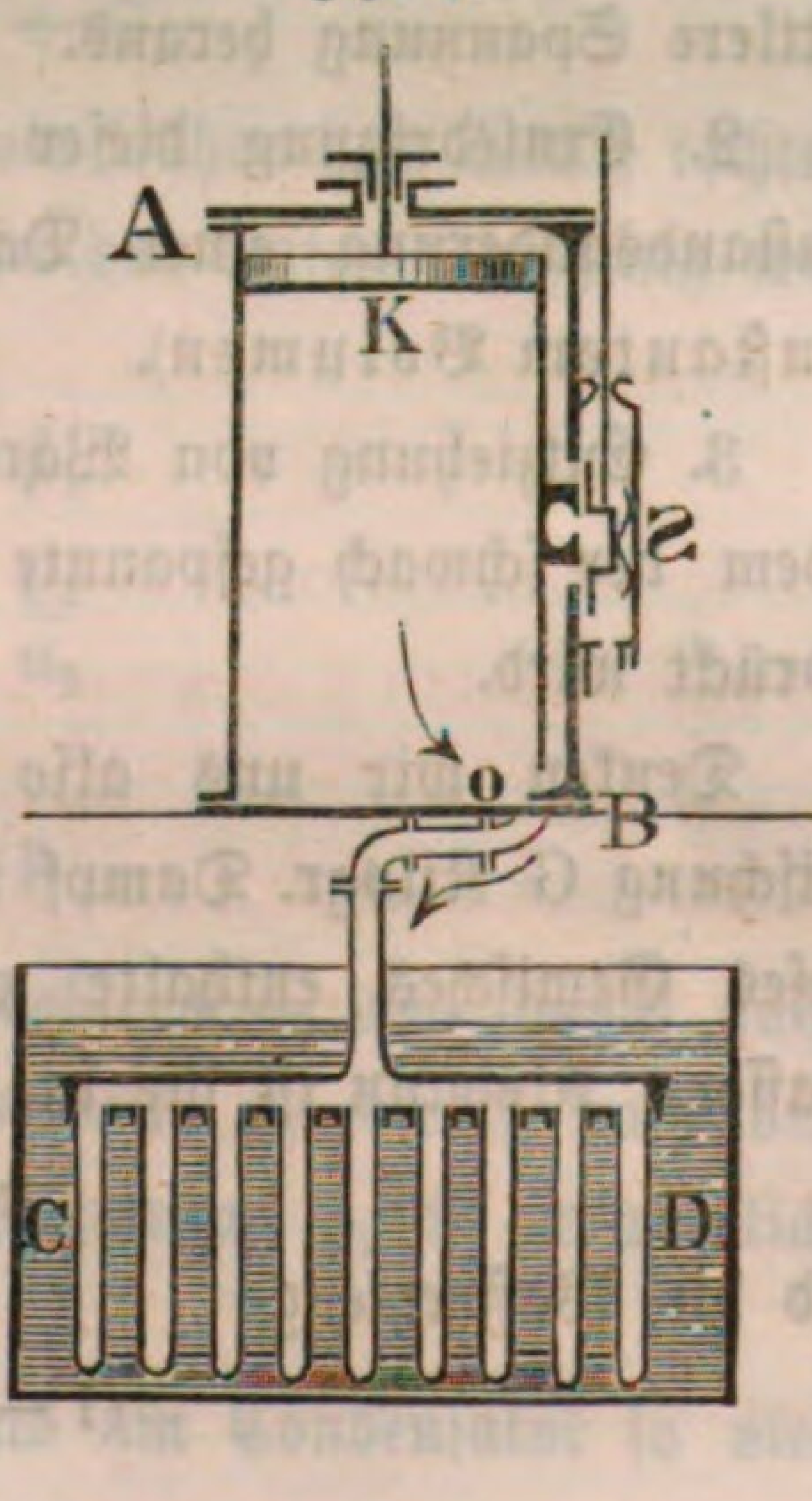
Siebenter Abschnitt.

Theorie der Condensatoren.

A. Theorie des Oberflächencondensator.

Hat der Kolben K des Cylinders A B. Fig. 20, beispielsweise das obere Ende seiner Bahn nahe erreicht, so wird durch den Muschelschieber S der untere Kanal o zum Theil eröffnet und der unter dem Kolben befindliche Dampf, der denselben in die Höhe getrieben hat, entweicht in Richtung des gezeichneten Pfeils in den Condensator C D. In diesem Augenblicke vermischt sich also der Cylinderdampf mit dem schwach gespannten Dampfe im Condensator. Die Dampfspannung in beiden Räumen mag auf diese Weise circa doppelt so groß sein, als die gewöhnliche mittlere Spannung in CD. Wir berechnen sie

Fig. 20.



nach Seite 118 u. d. flgdn. Während aber nun der Kolben am Ende seines Weges verweilt, sinkt die Spannung auch wieder, da dem Gemische durch die kalten Wände des Condensators Wärme entzogen wird. Es erfolgt eine Wärmeentziehung bei constantem Volumen, und wir berechnen den Endzustand, sowie die Wärme, welche dem Gemische zu entziehen ist, wenn dasselbe die gewöhnliche Spannung im Condensator erhalten soll nach Formel (XXXV). Jetzt geht der Kolben K hinunter und schiebt den in demselben enthaltenen Dampf von jenem Drucke in den Condensator. Hier wird also eine mechanische Arbeit bei constantem Drucke ausgeführt. Diese Arbeit setzt sich in Wärme um, und auch diese ist jetzt durch die kalten Condensatorwandungen abzuleiten.

Man sieht also, daß beim Einströmen des Dampfes (pro Hub) drei Theile unterschieden werden können.

1. Mischung des Cylinderdampfes mit dem Condensatordampfe (Mischung zweier Dampfmengen von gleicher Art aber verschiedenem Zustande). In beiden Räumen stellt sich eine mittlere Spannung heraus.

2. Erniedrigung dieser Spannung durch Wärmeentziehung (Zustandsänderung einer Dampf- und Flüssigkeitsmischung bei constantem Volumen).

3. Entziehung von Wärme bei gleichbleibender Temperatur, indem der schwach gespannte Cylinderdampf in den Condensator gedrückt wird.

Denken wir uns also im Cylinder AB seien vor der Mischung G Kilogr. Dampf und Wasser enthalten, je 1 Kilogr. dieses Gemisches enthalte x Klgr. Dampf und 1 — x Klgr. Wasser. Alsdann ist die in AB enthaltene Dampfmenge

$$x G \text{ Klgr.}$$

und die Wassermenge

$$(1 - x) G \text{ Klgr.}$$

Unter der Voraussetzung, daß wir es dort mit reinem gesättigtem Dampfe zu thun hatten, wäre $x = 1$, und die im Cylinder enthaltene Dampfmenge $= G$.

Im Condensator CD seien vor der Mischung G_1 Klgr. Dampf und Wasser vorhanden und in je 1 Kilogr. desselben mögen x_1 Klgr. Dampf, also $1 - x_1$ Klgr. Wasser enthalten sein.

Das Dampfgewicht im Condensator beträgt dann:

$$x_1 \, G_1$$

und das Wassergewicht daselbst:

$$(1 - x_1) \, G_1 \text{ Klgr.}$$

Sobald wir nun die Spannung des Dampfes im Cylinder und Condensator kennen, können wir nach den frühern Formeln den Zustand des Dampfes in beiden Räumen direct nach der Mischung berechnen. Wir haben dazu:

$$x_2 \, u_2 = \frac{G \, x \, u + G_1 \, x_1 \, u_1}{G + G_1}$$

Seite 118.

$$q_2 + x_2 \, \varrho_2 = \frac{(q + x \, \varrho) \, G + (q_1 + x_1 \, \varrho_1) \, G_1}{G + G_1}$$

Seite 119. Und wenn man wieder wie früher den Werth rechts, in der erstern Gleichung mit p_1, den in der letzten Gleichung mit p bezeichnet

$$x_2 \, u_2 = p_1$$

$$\text{also } x_2 = \frac{p_1}{u_2}$$

und

$$q_2 + \frac{\varrho_2}{u_2} \, p_1 = p$$

woraus sich dann, durch einiges Probiren q_2 und damit auch die Spannung p_2, sowie die Temperatur t_2 direct nach der Mischung bestimmen lassen. Diese Spannung p_2 ist bekanntlich größer als p_1 aber kleiner als p.

Der Mischung wird nun zweitens im Condensator so viel

Wärme entzogen, daß dadurch die Spannung p_2 auf p_1 sinkt. Um diese Wärme zu berechnen, machen wir von Gl. (XXXV) Seite 109 Gebrauch.

Um 1 Klgr. Dampf und Flüssigkeit von der Temperatur t und der Spannung p, welches x Klgr. Dampf enthält, eine Spannung von p_1 und eine Temperatur von t_1 zu ertheilen, hatte man eine Wärmemenge zu- oder abzuführen, die gegeben war durch die Gleichung

$$Q = q - q_1 + \varrho x - \varrho_1 x_1$$

oder

$$Q = q - q_1 + x u \left(\frac{\varrho}{u} - \frac{\varrho_1}{u_1}\right).$$

Sind nun anfänglich $G + G_1$ Klgr. Dampf und Flüssigkeit vorhanden, ist x_2 das ursprüngliche specifische Dampfgewicht, t_2 die Temperatur des Gemisches und p_2 dessen Spannung, und soll nun durch Wärmeentziehung dem Gemische die Temperatur t_1 und die Spannung p_1 ertheilt werden, wie das in dem vorliegenden zweiten Falle der Fall ist, so haben wir für die zu entziehende Wärme Q_1:

$$Q_1 = \left[q_2 - q_1 + x_2 u_2 \left(\frac{\varrho_2}{u_2} - \frac{\varrho_1}{u_1}\right)\right]\left(G + G_1\right).$$

Nun ist aber hieraus:

$$Q_1 = (q_2 + x_2 \varrho_2)(G + G_1) - \left(q_1 + x_2 u_2 \frac{\varrho_1}{u_1}\right)(G + G_1).$$

Und wenn man nun nach Seite 127 statt $(q_2 + x_2 \varrho_2)$ $(G + G_1)$ setzt: $(q + x \varrho) G + (q_1 + x_1 \varrho_1) G_1$ und statt $x_2 u_2$ $(G + G_1)$ den Werth: $G x u + G_1 x_1 u_1$, so erhält man nach leichter Reduction:

$$Q_1 = \left[q - q_1 + x u \left(\frac{\varrho}{u} - \frac{\varrho_1}{u_1}\right)\right] G$$

Die Differenz $\frac{\varrho}{u} - \frac{\varrho_1}{u_1}$ bezeichnet den Betrag an innerer Verdampfungswärme, den 1 Kbkm. Dampf im Cylinder A B vor

der Mischung mehr besaß, als 1 Kbm. Dampf im Condensator. Das Produkt $xu\left(\frac{\varrho}{u}-\frac{\varrho_1}{u_1}\right)G$ ist deßhalb der Mehrbetrag an jener Wärme Seitens des ganzen Dampfvolumens im Cylinder vor der Mischung gegen das im Condensator. Ebenso bezeichnet der Ausrruck $(q-q_1)\,G$ den Ueberschuß an freier Wärme von Seiten der Flüssigkeit und des Dampfes in A B gegen das gleichartige Gemisch in CD; mit einem Worte, der Ausdruck rechts in unserer Gleichung stellt die Wärmemenge dar, welche in dem Gemische von Dampf und Flüssigkeit in AB vor der Mischung mehr enthalten war, als in dem des Gefäßes CD. Die Wärmemenge, welche also nach der Mischung dem ganzen Inhalte beider Gefäße zu entziehen ist, damit der Druck von p_2 wieder auf den Condensatordruck p_1 heruntergehe, ist derjenigen gleich, welche man dem Inhalte von AB vor der Mischung zu entziehen gehabt hätte, um daselbst direct die Spannung des Dampfes von p auf p_1 zu bringen. In der That ließ sich dies auch von vornherein erwarten. Denn hätte man dem Gemische von AB vor der Mischung jene Wärme entzogen und erst alsdann die Mischung vorgenommen, so würde der Endzustand derselbe geblieben sein. So wie wir indessen hier die Sache dargelegt haben, entspricht es ganz dem Vorgange in der Praxis und erklärt uns, woher die Schwankungen des Vaccuummeters bei jedem Hubwechsel des Kolbens entstehen.

Wir kommen jetzt zum dritten Theile des ganzen Vorganges: Entziehung von Wärme bei gleichbleibender Temperatur, indem der nunmehr schwach gespannte Cylinderdampf bei constantem Drucke in den Condensator geschoben wird.

Das Volumen des Cylinders A B läßt sich ausdrücken durch

$$G(xu+\sigma)\text{ Kbkm.}$$

oder, wenn man σ gegen xu als sehr klein vernachlässigt, durch

$$Gxu.$$

Die in je 1 Kbkm. Dampf enthaltene innere Verdampfungswärme am Ende der Mischung beträgt nun

$$\frac{\varrho_1}{u_1}.$$

Es enthalten also $G\,x\,u$ Kbkm. die innere Verdampfungswärme:

$$G\,x\,u\frac{\varrho_1}{u_1}$$

Diese muß dem Cylinderdampfe im Condensator entzogen werden. Denken wir uns ferner, der Kolben K habe genau 1 □ Mtr. Oberfläche, so beträgt die Länge der unter demselben befindlichen Dampfsäule

$$G\,x\,u \text{ Mtr.}$$

Es ist demnach beim Hineinschieben jener Dampfsäule in den Condensator der Druck p_1 durch den Weg $G\,x\,u$ zu überwinden; dies erfordert die Arbeit

$$G\,x\,u\,p_1$$

und diese Arbeit repräsentirt die Wärmemenge

$$A\,G\,x\,u\,p_1.$$

Es sind demnach bei der dritten Periode des Vorganges abzuleiten

$$Q_2 = G\,x\,u\frac{\varrho_1}{u_1} + G\,x\,u\,A\,p_1 = G\,x\,u\left(\frac{\varrho_1}{u_1} + A\,p_1\right) \text{ W.-E.}$$

Die Gesammtwärmemenge, welche also nothwendig ist, um den im Cylinder enthaltenen Dampf niederzuschlagen, ist somit:

$$Q = Q_1 + Q_2 = \left[q - q_1 + x\,u\left(\frac{\varrho}{u} - \frac{\varrho_1}{u_1}\right)\right]G$$

$$+ x\,u\left(\frac{\varrho_1}{u_1} + A\,p_1\right)G$$

$$= \left[q - q_1 + x\,u\left(\frac{\varrho}{u} + A\,p_1\right)\right]G \text{ W.-E.} \ldots\ldots \text{(XXXXIV).}$$

Dieser Formel können wir eine kürzere Gestalt geben. Setzen wir das Dampfgewicht pro Klgr. des Gemisches $= 1$,

nehmen wir also an, es werde nur reiner gesättigter Dampf niedergeschlagen, so ist $x = 1$. Ferner können wir das Glied $A p_1$ wegen seiner Kleinheit vernachlässigen, und erhalten dann:

$$Q = (q - q_1 + \varrho) G \text{ W.-E.}$$

Da $q + \varrho$ die sogenannte Dampfwärme J bezeichnet, so ist auch

$$Q = (J - q_1) G.$$

Für niedrige Temperaturen darf man aber recht wohl statt der Flüssigkeitswärme die Temperatur selbst setzen. Bringt man also statt q_1 die Temperatur t_1 des condensirten Dampfes (oder überhaupt die mittlere Temperatur im Condensator) in Rechnung, so ergibt sich:

$$Q = (J - t_1) G \text{ W.-E.}$$

Nehmen wir nun an, wir gebrauchten zur Niederschlagung des Dampfes nmal so viel kaltes Wasser und denken wir uns, dasselbe werde dabei von t_0 auf t_1' Grad erwärmt, wobei t_1' stets etwas niedriger ist, als t_1, so ist die auf das Kühlwasser übertragene Wärme, vorausgesetzt, daß wieder statt der Flüssigkeitswärme die Temperatur gesetzt werde:

$$n G (t_1' - t_0) \text{ W.-E.}$$

Zur Bestimmung von n ergibt sich hiernach die Gl.

$$n G (t_1' - t_0) = (J - t_1) G$$

oder

$$n = \frac{J - t_1}{t_1' - t_0} \ldots\ldots (\text{XXXXV}).$$

Da die Dampfwärme J für Temperaturen wie sie bei Dampfmaschinen vorkommen, ziemlich constant ist, (sie schwankt zwischen 100 und 200° um stark 23 W.-E.) so darf man dafür eine runde Zahl nehmen. Setzen wir also $J = 600$, so entsteht die für die Praxis genügende Formel

$$n = \frac{600 - t_1}{t_1' - t_0} \ldots\ldots (\text{XXXXVI}).$$

Beispiel.

Wie viel mal so viel Kühlwasser als Dampf hat man den Wandungen eines Obenflächencondensators entlang zu leiten, wenn die mittlere Temperatur (t_0) desselben 15° beträgt, wenn sich das Wasser dabei auf $t_1' = 35°$ erwärmt und wenn sich die mittlere Temperatur (t_1) im Condensator auf 46,2° beläuft, entsprechend einem Drucke von $^1/_{10}$ Atm.?

Es ist $n = \frac{600 - 46,2}{35 - 15} = \frac{553,8}{20} = 27,7$ mal so viel. Betrüge der Dampfverbrauch pro Kolbenschub 0,15 Klgr., so wäre die erforderliche Wassermenge

$$0,15 \times 27,7 = 4,155 \text{ Klgr.}$$

pro Schub, oder da 1 Kilogr. Wasser einen Raum von $\frac{1}{1000}$ Kbkm. einnimmt:

$$4,155 \cdot \frac{1}{1000} = 0,00416 \text{ Kbkm.}$$

B. Theorie des Einspritzcondensators.

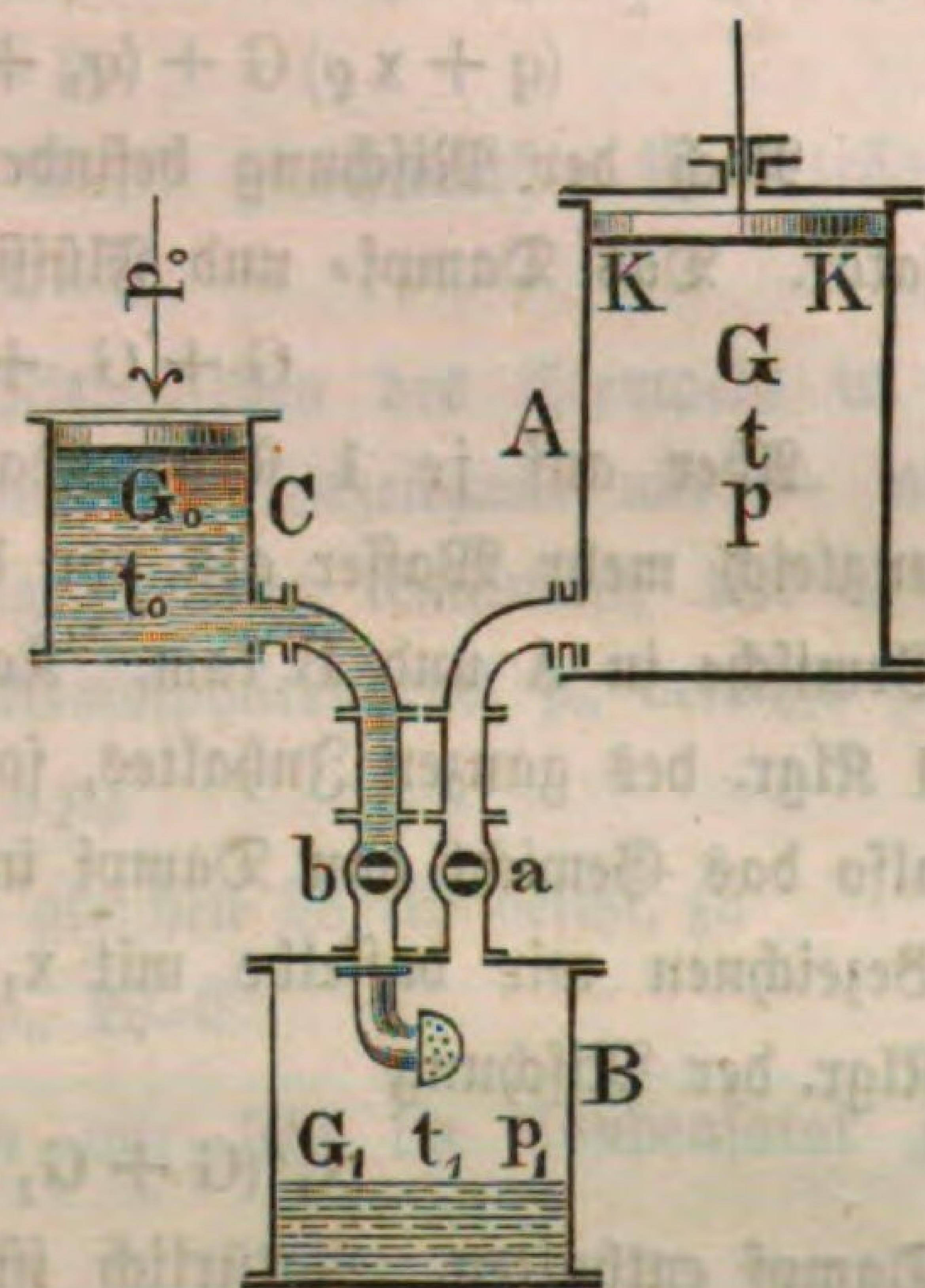
Es bezeichne A, Fig. 21, den Dampfcylinder mit dem Kolben KK. Das in demselben enthaltene Gemisch von Dampf und Wasser betrage wieder G Klgr. In je 1 Klgr. dieser Mischung seien x Klgr. Dampf und mithin 1 — x Klgr. Wasser enthalten. Die Temperatur der Mischung werde mit t und die Spannung mit p bezeichnet.

Das Gefäß B stelle den Condensator dar. In demselben mag sich ein Gemisch von G_1 Klgr. Dampf und Flüssigkeit befinden. Die in 1 Klgr. der Mischung enthaltene Dampfmenge (Dampfgewicht) betrage x_1 Klgr., t_1 sei die Temperatur und p_1 die Spannung daselbst.

Endlich möge C ein Gefäß mit kaltem Wasser von der

Temperatur t_0 sein. Dasselbe enthalte gerade so viel dieses Wassers als zur Condensation des Dampfes pro Kolbenhub nothwendig ist. Auf der Oberfläche des Wassers befinde sich ein Kolben, der von oben durch den Druck der Atmosphäre p_0 gedrückt werde. Das Gefäß enthalte G_0 Klgr. Wasser.

Fig. 21.



Sowohl der Cylinder A als das Gefäß C seien durch eine Röhre mit dem Condensator verbunden, die erstere Röhre soll durch den Hahn a, die letztere durch den b geöffnet und geschlossen werden können.

Beide Hähne a und b mögen jetzt gleichzeitig geöffnet werden. Es wird plötzlich eine Mischung des Inhaltes von A mit dem von B stattfinden und durch das eingespritzte kalte Wasser wird die Spannung in beiden Räumen (A und B) auf die mittlere Spannung p_1 im Condensator herabgehen. Der Kolben K K sowohl wie der im Gefäße C möge sich jetzt nach unten bewegen. Ist KK unten angekommen, aller Dampf also von der Spannung p_1 in den Condensator gedrückt worden, so möge auch alles Wasser aus C nach B übergegangen, mithin aller Dampf aus A B condensirt worden sein.

Die in A enthaltene Gesammtwärme beträgt nun

$$(q + x\varrho)\,G,$$

die in B enthaltene ist:

$$(q_1 + x_1\varrho_1)\,G_1$$

Die Wärme der Masse in C beträgt

$$q_0 G_0.$$

Somit ergibt sich für die Summe der Wärme-Einheiten in den drei Gefäßen zusammen:

$$(q + x \varrho) G + (q_1 + x_1 \varrho_1) G_1 + q_0 G_0.$$

Nach der Mischung befinden sich diese Massen im Condensator. Das Dampf- und Flüssigkeitsgewicht beträgt dann dort:

$$G + G_1 + G_0 \text{ Klgr.}$$

Aber auf je 1 Klgr. Dampf und Flüssigkeit kommt jetzt ungleich mehr Wasser als vor der Mischung auf je 1 Klgr. der Gemische in A und B kam. Kommt aber mehr Wasser auf je 1 Klgr. des ganzen Inhaltes, so ist das specifische Dampfgewicht, also das Gewicht von Dampf in 1 Klgr. der Mischung geringer. Bezeichnen wir dasselbe mit x_1', so sind in den $G + G_1 + G_0$ Klgr. der Mischung

$$x_1'(G + G_1 + G_0) \text{ Klgr.}$$

Dampf enthalten. Natürlich ist die Spannung desselben $= p_1$ und die Temperatur $= t_1$. Da die Flüssigkeitswärme $= q_1$ und die innere Verdampfungswärme $= \varrho_1$ ist, so beträgt die im Condensator enthaltene Wärme

$$(q_1 + x_1' \varrho_1)(G + G_1 + G_0)$$

oder, wenn wir der Kürze wegen die Summe in der Klammer rechts mit M bezeichnen:

$$(q_1 + x_1' \varrho_1) M \text{ W.-E.}$$

Diese Wärme ist also aus den Gefäßen in den Condensator übergegangen. Es ist dies indessen noch nicht alle Wärme, welche darin enthalten ist.

Indem sich nämlich der Kolben KK nach unten bewegte, mußte er den constanten Druck p_1 durch eine gewisse Wegstrecke überwinden, also eine mechanische Arbeit verrichten, die sich in Wärme umgesetzt hat, und im Condensator enthalten sein muß. Da das Cylindervolumen ausgedrückt werden kann, durch

$$(x\,u + \sigma)\,G \text{ Kbkm.},$$

so ist, wie leicht erhellet, die geleistete mechanische Arbeit

$$(x\,u + \sigma)\,G\,p_1$$

oder, wenn man σ als sehr klein vernachlässigt:

$$x\,u\,G\,p_1.$$

Die Wärme, welche dieser Arbeit gleichwerthig ist, beträgt:

$$A\,p_1\,x\,u\,G.$$

Außerdem ist durch das Niedergehen des Stempels in C mechanische Arbeit verrichtet worden. Bezeichnen wir — wie immer — den Raum, den 1 Klgr. Wasser einnimmt, mit σ, so findet sich diese Arbeit, da der Atmosphärendruck p_0 beträgt, zu:

$$G_0\,\sigma\,p_0$$

und die Wärme, welche mit ihr gleichen Werth besitzt, zu

$$A\,G_0\,\sigma\,p_0 \text{ W.-E.}$$

Auch diese Wärme haben wir jetzt im Condensator zu suchen.

Der Mehrbetrag an Wärme in diesem Gefäße nach der Mischung, gegen die in den drei Gefäßen vor der Mischung ist also:

$$A\,p_1\,x\,u\,G + A\,G_0\,\sigma\,p_0.$$

Denken wir uns also diese Wärme zu derjenigen hinzugefügt, welche vor der Mischung in den getrennten Gefäßen zusammen enthalten war, so erhalten wir die vorhin berechnete Wärme im Condensator. Wir haben demnach folgende Gl.

$$(q + x\,\varrho)\,G + (q_1 + x_1\,\varrho_1)\,G_1 + G_0\,q_0 + A\,(G\,p_1\,x\,u + G_0\,\sigma\,p_0) = (q_1 + x'_1\,\varrho_1)\,M.$$

Nun ist freilich jene aus Arbeit entstandene Wärme gegen die andere, welche in den Gefäßen enthalten war, gering, so daß man auch schreiben kann:

$$(q + x\,\varrho)\,G + (q_1 + x_1\,\varrho_1)\,G_1 + q_0\,G_0 = (q_1 + x_1'\,\varrho_1)\,M.$$

Da nun $(q_1 + x_1' \varrho_1) M = q_1 (G + G_1 + G_0) + x_1' \varrho_1 M$ ist, so erhält man nach leichter Reduction:

$$(q - q_1 + x \varrho) G + x_1 \varrho_1 G_1 - x'_1 \varrho_1 M = (q_1 - q_0) G_0.$$

Hier ist nun x_1' unbekannt. Es läßt sich aber leicht zeigen, daß $x_1 \varrho_1 G_1 = x_1' \varrho_1 M$ ist.

Vor dem Einspritzen oder Mischen war das Volumen v von 1 Klgr. der Mischung im Condensator

$$v = x_1 u_1 + \sigma$$

und da G_1 Klgr. Flüssigkeit und Dampf vorhanden waren, so entsteht für das Volumen (V_1) des Condensators:

$$V_1 = G_1 (x_1 u_1 + \sigma).$$

Nach dem Einspritzen oder nach der Mischung beträgt hingegen das Volumen von 1 Klgr. der Mischung

$$v = x_1' u_1 + \sigma;$$

denn da Spannung und Temperatur dieselben sind, wie vor der Mischung, so hat auch u_1 denselben Werth. Nun sind aber nach der Mischung M Klgr. Dampf und Flüssigkeit im Condensator vorhanden, daher drückt sich das Volumen desselben auch aus durch

$$V_1 = M (x_1' u_1 + \sigma).$$

Es ist somit

$$G_1 (x_1 u_1 + \sigma) = M (x_1' u_1 + \sigma)$$

oder

$$G_1 x_1 = M x_1'.$$

Das Product $G_1 x_1$ bezeichnet das Dampfgewicht im Condensator am Anfange, das $M x_1'$ am Ende der Operation; es folgt daraus, daß dieses Dampfgewicht constant geblieben ist, daß sich also aller Dampf im Cylinder zu Wasser niedergeschlagen hat. Da nun

$$x_1 G_1 = x_1' M$$

ist, so muß auch

$$x_1 \varrho_1 G_1 = x_1' \varrho_1 M \text{ sein,}$$

daher nimmt obige Gleichung die einfache Gestalt an:

$$(q_1 - q_0)\, G_0 = (q - q_1 + x\,\varrho)\, G.$$

Daraus bestimmt sich die zur Condensation erforderliche Wassermenge (G_0) zu:

$$G_0 = \frac{(q + x\,\varrho - q_1)\, G}{q_1 - q_0} \;\ldots\ldots (XXXXVII).$$

Setzt man hier wieder $x = 1$ und substituirt statt $q + \varrho$ die Dampfwärme J, führt man ferner statt der Flüssigkeitswärme q_1 und q_0 die Temperaturen t_1 und t_0 ein, so erhält man:

$$G_0 = \frac{J - t_1}{t_1 - t_0}\, G$$

Oder, wenn $G_0 = n\,G$ gesetzt wird:

$$n = \frac{J - t_1}{t_1 - t_0} \;\ldots\ldots (XXXXVIII).$$

Diese Gleichung unterscheidet sich von (XXXXV) dadurch, daß sie im Nenner die Temperatur t_1 des Condensatorwassers enthält, während in jener Gleichung die Temperatur t_1' des erwärmten Kühlwassers vorkam, was stets eine geringere Temperatur besitzt, als das im Condensator enthaltene Wasser. Da man auch bei den in Rede stehenden Condensatoren $J = 600$ im Durchschnitt setzen kann, so gewinnt unsere Formel die sehr einfache Gestalt:

$$n = \frac{600 - t_1}{t_1 - t_0} \;\ldots\ldots (XXXXIX).$$

Beispiel.

Eine Hochdruckmaschine, welche Dampf von 5 Atmosph. verwendet, soll mit einem Condensator versehen sein, in welchem die mittlere Dampfspannung 0,1 Atm. beträgt. Wie viel mal so viel kaltes Wasser von 18° als Dampf hat man anzuwenden, um letzteren zu condensiren?

Bei $^1/_{10}$ Atm. ist $t_1 = 46^0$, daher

$$n = \frac{600 - 46}{46 - 18} = \frac{554}{28} = 20 \text{ mal so viel,}$$

beinahe. Belief sich also der Dampfverbrauch pro Kolbenschub auf 0,12 Klgr., so hätte man in dieser Zeit $20 \times 0{,}12 = 2{,}40$ Klgr. Kühlwasser oder dem Volumen nach $\frac{2{,}40}{1000} = 0{,}0024$ Kbkm. anzuwenden.

Wir haben schon oben darauf hingewiesen, daß die in dem kalten eingespritzten Wasser enthaltene Luft im Condensator frei werde. Diese Luft vergrößert nun die mittlere Spannung im Condensator, und zwar durchschnittlich um 0,05 Atm. Durch diese Vergrößerung wird aber die Menge des Kühlwassers nicht bedeutender, wohl aber hat man in Folge derselben der sogenannten Luftpumpe größere Dimensionen zu geben, damit sie im Stande sei, außer dem erwärmten Wasser auch die Luft aus dem Condensator fortzuschaffen.

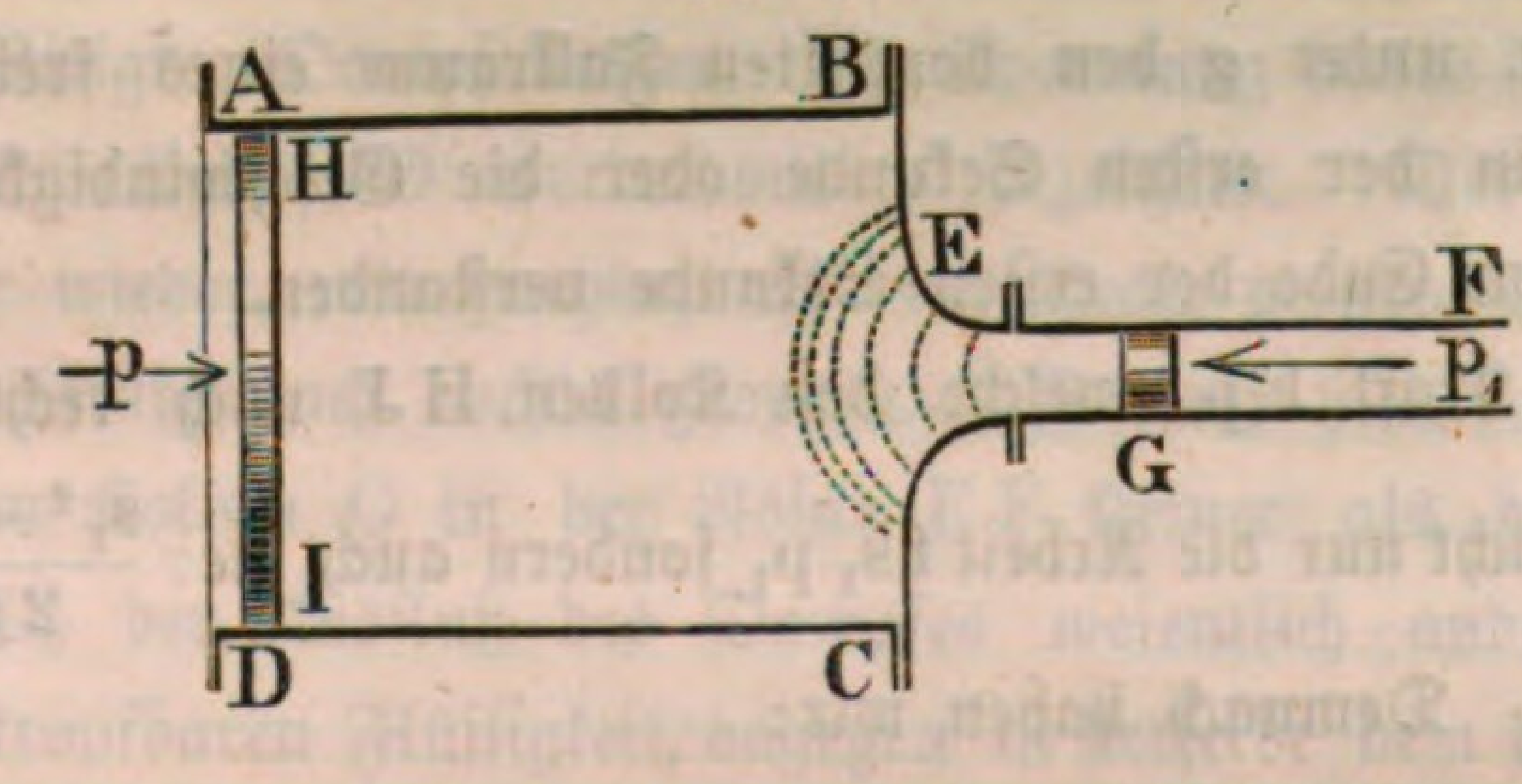
Achter Abschnitt.

Vom Ausfluß des Dampfes und des heißen Wassers aus Gefäßmündungen.

A. Ausfluß des Dampfes aus Mündungen.

Es sei wieder, wie bei den Untersuchungen im 12. Abschnitte des ersten Theiles ABCD, Fig. 22, ein weites Gefäß mit

Fig. 22.



einer engern Röhre EF. In dem erstern befinde sich ein Kolben HJ von F □ Mtr. Querschnitt, in der Röhre ein solcher G, dessen Querschnitt f □ Mtr. betragen möge. Auf den Kolben HJ wirke von links nach rechts ein Druck von p Klgr. pro Quadratmeter; der Kolben G werde von rechts nach links mit p_1 Klgr. pro Quadtratmeter gedrückt und es sei $p_1 < p$.

Denken wir uns wieder, der Raum zwischen beiden Kolben

sei mit einer tropfbaren Flüssigkeit z. B. mit Wasser angefüllt. Nehmen wir wieder an, der Kolben H J lege pro Sekunde den Weg s zurück, und der G den Weg s_1, so ist die von Seiten des erstern Kolbens verrichtete Arbeit $F s p$ und die von Seiten des andern aufgenommene Arbeit: $f s_1 p_1$.

Die Kraft $F p$ hat nun bekanntlich zweierlei Arbeiten zu verrichten. Erstens muß sie den constanten Widerstand $f p_1$ mit gleichförmiger Geschwindigkeit überwinden, dann hat sie jedem Wassertheilchen, was aus dem weitern Gefäße aus- und in die Röhre E F eintritt, eine größere Geschwindigkeit zu ertheilen, sie hat nämlich jedes Theilchen aus der kleinern Geschwindigkeit s in die größere s_1 zu versetzen. Da pro Sekunde die Wassermasse $f s_1$ Kbkm. durch die Oeffnung bei E gedrückt wird, so beträgt das Gewicht derselben, wenn 1 Kbkm. γ Klgr. wiegt $f s_1 \gamma$ Klgr. Damit diese nun aus der Geschwindigkeit s in die s_1 übergehen, ist die Arbeit

$$\frac{s_1{}^2 - s^2}{2g} f s_1 \gamma$$

zu leisten, unter g den doppelten Fallraum eines freifallenden Körpers in der ersten Sekunde oder die Geschwindigkeit eines solchen am Ende der ersten Sekunde verstanden.

Die Kraft $F p$, welche den Kolben H J nach rechts treibt, hat also nicht nur die Arbeit $f s_1 p_1$ sondern auch die: $\frac{s_1{}^2 - s^2}{2g} f s_1 \gamma$ zu leisten. Demnach haben wir:

$$F s p = f s_1 p_1 + \frac{s_1{}^2 - s^2}{2g} f s_1 \gamma$$

oder

$$F s p - f s_1 p_1 = \frac{s_1{}^2 - s^2}{2g} f s_1 \gamma \ldots\ldots (L).$$

Da $F s$ auch $= f s_1$ sein muß, so entsteht:

$$p - p_1 = \frac{s_1{}^2 - s^2}{2g} \gamma \ldots\ldots (LI).$$

Und dies ist eine bekannte Formel der Hydraulik, die eine vielfache Anwendung findet.

Setzt man voraus, das Gefäß ABCD sei sehr weit im Verhältniß zur Röhre EF oder zur Größe der Ausflußöffnung E, so ist offenbar der Weg s, den der Kolben HJ pro Sekunde zurücklegt, gegen den s_1, den G in derselben Zeit durchläuft, sehr klein, und man kann das Glied s^2 in dem Ausdrucke rechts vernachlässigen. In diesem Falle erhält die Gl. die einfachere Gestalt:

$$p - p_1 = \frac{s_1^2}{2g}\gamma.$$

Und wenn man noch w^2 statt s_1^2 setzt:

$$p - p_1 = \frac{w^2}{2g} \cdot \gamma \ldots\ldots (LII).$$

Dabei sehen wir freilich davon ab, daß die Wassertheilchen über der Ausflußöffnung E auch noch durch ihr eigenes Gewicht drückend wirken, also der Kraft Fp zu Hülfe kommen.

Nunmehr wollen wir uns statt des Wassers zwischen HJ und G gesättigten Dampf denken. Die Spannung dieses Dampfes im Gefäße ABCD werde mit p bezeichnet. Der Kolben HJ werde wieder, wie vorhin, mit der Kraft p pro Quadratmeter von links nach rechts gedrückt. Ist auch hier der Druck p_1 auf den Kolben G in der Röhre EF kleiner als der p, so gestaltet sich der Ausfluß des Dampfes wesentlich anders, als der einer tropfbaren Flüssigkeit, dagegen ist derselbe dem der Gase durchaus ähnlich. Vermöge der Natur der Dämpfe dehnen sie sich aus, wenn von der einen Seite derselben ein geringerer Druck ausgeübt wird, als von der andern. Aus diesem Grunde nimmt also z. B. ein Klgr. Dampf in der Röhre EF einen größern Raum ein, als im Gefäße ABCD, mit andern Worten, das specifische Volumen (v) in der Röhre EF ist ein anderes als das im Gefäße ABCD. Dazu ist aber nothwendig, daß der

Abstand, die gegenseitige Entfernung der Moleküle beim Durchgange durch die Oeffnung E eine größere werde, daß dieselben also noch eine gewisse äußere Bewegung erhalten. Diese Bewegung kann nun durch eine von Außen wirkende Kraft oder vom Dampfe selbst herbeigeführt werden. Im erstern Falle muß der Dampf von Außen Wärme aufnehmen, im andern wird diese Wärme vom Dampfe selbst genommen; es setzt sich dann ein Theil der Molekularbewegung des Dampfes in äußere Bewegung um. Bei den permanenten Gasen konnte die Spannung p_1 und das specifische Volumen v_1 in der Röhre ein anderes sein, als im Gefäße, während die Temperatur doch dieselbe war (Seite 282 und 283 des ersten Theiles), bei Dämpfen ist dies nicht möglich, so lange dieselben beim Ausströmen durch die Oeffnung den gesättigten Zustand beibehalten sollen. Hier muß, so lange die Temperatur constant bleibt, auch die Spannung ihren Werth behalten.

Man kann nun annehmen, daß sich die Ausdehnung des Dampfes beim Durchgange durch die Oeffnung E auf einen Raum erstrecke, der durch die punktirten Linien dargestellt ist. Sobald die Dampfmoleküle in den äußersten Bogen hineintreten, ist ihre Ausdehnung oder die Vermehrung ihrer gegenseitigen Entfernung noch gering; so wie sie aber dem innersten Bogen näher rücken, wird sie immer größer, bis sie jenseits der Oeffnung, also in der Röhre E F, die zuletzt erhaltene Entfernung oder das zuletzt erhaltene Volumen beibehalten. Da also der gegenseitige Abstand der Moleküle nur nach und nach zunimmt, so wird der Druck, den irgend ein Molekül in irgend einem Augenblicke auf ein benachbartes ausübt, welches der Ausmündung E näher liegt, um ein unendlich Kleines größer sein, als der Gegendruck dieses benachbarten Moleküls. Findet demnach die Ausdehnung oder die allmälige Vergrößerung des Abstandes der Moleküle nach irgend einem bekannten Gesetze statt, so muß die

Arbeit berechnet werden können, welche zu dieser Vergrößerung nothwendig war.

Denken wir uns z. B. die Ausdehnung — oder wie wir sagten, die allmälige Vergrößerung des Abstandes der Moleküle — solle nach der Curve constanter Dampfgewichte erfolgen, so ist eine bedeutende Menge Wärme zuzuleiten. Wir hörten Seite 61 u. folgde. daß die Wärme, welche ein Kilogramm gesättigten Dampfes erfordert, wenn es sich nach jener Curve arbeitsverrichtend ausdehnt, für je 1 Grad Temperaturerniedrigung verschieden, daß sie für höhere Temperaturen kleiner, für niedrigere aber größer sei. Betrüge der Dampfdruck in ABCD beispielsweise 5 Atmosph., wäre also $p = 5 \times 10334$ Klgr., würde ferner der Kolben G pro Quatratmeter mit 1×10334 Klgr. gedrückt, so hätte man nach Tabelle III für die Wärme, welche pro Klgr. dem Dampfe bei seiner Ausdehnung zuzuleiten wäre

$$200{,}46 - 148{,}47 = 51{,}99 \text{ W.-E.}$$

(Vergleiche das Beispiel Seite 71). Dabei würde denn die Temperatur von 152,2 Grad auf 100° herabgehen, da die erstere einer Spannung von 5, die andere einer solchen von 1 Atm. entspricht.

Bezeichnen wir allgemein die Wärme, welche zuzuleiten wäre, wenn die Ausdehnung des Dampfes beim Ausströmen nach der Curve constanter Dampfgewichte stattfindet, mit P, so ist die zu dieser Ausdehnung aufgewendete Arbeit $\frac{P}{A}$. Diese Arbeit ist es nun, welche beim Ausströmen der Dämpfe (und bei den Gasen war es bekanntlich ebenso) noch zu der oben berechneten Arbeit F s p (Gl. L) tritt und in Verbindung mit dieser die Geschwindigkeit w erzeugt und den constanten Druck p_1 in der Röhre EF mit dieser Geschwindigkeit überwindet. Nehmen wir nun an, es ströme pro Sekunde 1 Klgr. Dampf aus, und bezeichnen wir das Volumen, welches dieses 1 Klgr. im Gefäße ABCD ein-

nimmt mit v, dagegen das, was es in der Röhre EF besitzt mit v_1, so können wir in Gl. (L) statt $Fs:v$ und statt $fs_1:v_1$ setzen und erhalten dann die Gleichung für die Arbeit, welche je einem Klgr. ausströmenden Dampfes die Geschwindigkeit w ertheilt:

$$p\,v + \frac{P}{A} - p_1\,v_1 = \frac{w^2}{2g} \cdot 1.$$

Da in Gl. (L) 1 statt $fs_1\,\gamma$ gesetzt werden kann.

Das specifische Volumen v oder v_1 wird natürlich durch die Gleichung

$$v = (x\,u + \sigma)$$

oder

$$v_1 = (x\,u_1 + \sigma)$$

bestimmt, weil das Dampfgewicht x, welches je 1 Klgr. des ausströmenden Gemisches von Dampf und Wasser enthält, constant ist. Für $x = 1$ erhält man:

$$v = u + \sigma$$

$$v_1 = u_1 + \sigma.$$

Wie man mit Hülfe obiger Gleichung aus dem Drucke p im Gefäße ABCD und dem p_1 in der Röhre EF die Geschwindigkeit w des ausströmenden Dampfes berechnen kann, ist leicht einzusehen. In der Praxis wird indessen der hier betrachtete Fall selten oder gar nicht vorkommen, weßhalb wir auch nicht weiter darauf eingehen wollen.

Geschwindigkeit des ausströmenden Dampfes, wenn Wärme weder zu- noch abgeleitet wird.

Beim Ausströmen des Dampfes durch das Sicherheitsventil eines Dampfkessels, oder beim Ausströmen desselben aus dem Cylinder einer Dampfmaschine in die freie Luft oder in den Condensator, findet eine Wärmezuleitung von Außen nicht statt, hier darf man in den meisten Fällen wohl annehmen, daß die Ausströmung ohne Zuführung noch Entziehung von Wärme

erfolge. Es soll deßhalb die Geschwindigkeit w unter dieser Annahme berechnet werden. Findet bei der Ausdehnung des Dampfes weder Wärmezuführung noch Wärmeentziehung statt, so erfolgt dieselbe nach dem Gesetze der adiabatischen Curve und die Dampfmoleküle, welche in je 1 Klgr. Dampf enthalten sind, indem sie beim Durchströmen durch die Oeffnung E allmälig aus der größern Spannung p in die kleinere übergehen, verrichten nach Seite 96, Gleichung (XXVII), die Arbeit:

$$L_1 = \frac{q - q_1 + x\varrho - x_1\varrho_1}{A}$$

wo x das Dampfgewicht von 1 Klgr. Gemisch von Dampf und Wasser im Gefäße ABCD, x_1 das von 1 Klgr. dieses Gemisches in der Röhre EF repräsentirt. Hiernach haben wir also für die Arbeit, welche dem ausströmenden Dampfe die Geschwindigkeit w und je einem Kilogr. des ausströmenden Gemisches die lebendige Kraft $\frac{w^2}{2g}$ ertheilt:

$$p v + \frac{q - q_1 + x\varrho - x_1\varrho_1}{A} - p_1 v_1.$$

Es ist deßhalb

$$p v - p_1 v_1 + \frac{q - q_1 + x\varrho - x_1\varrho_1}{A} = \frac{w^2}{2g} \ldots\ldots (\text{LIII}).$$

Und wenn man die ganze Gleich. mit A multiplicirt und $x u + \sigma$ statt v sowie $x_1 u_1 + \sigma$ statt v_1 setzt:

$$q + x\varrho + A p x u - (q_1 + x_1\varrho_1 + A p_1 x_1 u_1) + A\sigma(p - p_1)$$
$$= A\frac{w^2}{2g} \ldots\ldots (\text{LIV}).$$

In dieser Gleichung kann man das letzte Glied auf der linken Seite wegen seiner Kleinheit vernachlässigen. Geschieht dies, und erwägt man, daß

$$x(\varrho + A p u) = x r$$

und $x_1(\varrho_1 + A p_1 u_1) = x_1 r_1$ ist, so entsteht:

$$A\frac{w^2}{2g} = q - q_1 + x\,r - x_1\,r_1 \;\ldots\ldots (LV).$$

Da wir p, p_1 und x als bekannt voraussetzen müssen, so ist auch q, q_1 sowie r und r_1 gegeben; dagegen findet sich x_1 aus der Gleichung (XXV) Seite 86:

$$\tau + \frac{x\,r}{T} = \tau_1 + \frac{x_1\,r_1}{T_1}$$

Es ist hieraus:

$$x_1 = \left(\tau - \tau_1 + \frac{x\,r}{T}\right) : \frac{r_1}{T_1}.$$

Die Werthe von τ und $\frac{r}{T}$ finden sich in Tabelle III für verschiedene Spannungen berechnet. Denkt man sich also, es sei x_1 aus dieser letzten Gleichung ermittelt, so würde man haben:

$$w = \sqrt{\frac{2g}{A}(q - q_1 + x\,r - x_1\,r_1)}.$$

Da nun bekanntlich $2g = 2 . 9{,}81$ Mtr. und $\frac{1}{A} = 424$ ist, so entsteht:

$$w = 91{,}2\sqrt{q - q_1 + x\,r - x_1\,r_1} \;\ldots\ldots (LVI).$$

Suchen wir das Vorstehende durch ein Zahlenbeispiel anschaulich zu machen.

Beispiel.

Aus dem Sicherheitsventile eines Dampfkessels, in welchem der Dampf eine Spannung von 5 Atm. besitzen möge, ströme der Dampf in die atmosphärische Luft. Mit welcher Geschwindigkeit (w) wird dies geschehen, wenn wir voraussetzen, die Ausströmung erfolge ohne Reibung an den Ventilwänden und annehmen, es komme nur reiner gesättigter Dampf, ohne Beimischung von Wasser zum Ausfluß? Wie viel Dampf wird sich beim Ausströmen niederschlagen?

Wir haben hier die letzte Frage offenbar zuerst zu beantworten.

Man hat nach Tabelle III:

$$\frac{r}{T} = 1{,}174; \quad \frac{r_1}{T_1} = 1{,}438$$

$$\tau = 0{,}447; \quad \tau_1 = 0{,}314$$

daher

$$x_1 = (0{,}447 - 0{,}314 + 1{,}174) : 1{,}438 = 0{,}908 \text{ Klgr.}$$

Demnach schlagen sich bei der Ausströmung 1 — 0,908 = 0,092 Klgr. Dampf nieder. Ferner ist:

$$q = 153{,}74, \quad q_1 = 100{,}5$$

$$r = 499{,}19, \quad r_1 = 536{,}5$$

somit

$$q - q_1 + x\,r - x_1\,r_1 = 153{,}74 - 100{,}5$$
$$+ 499{,}19 - 0{,}908 \,.\, 536{,}5 = 65{,}29$$

und

$$w = 91{,}2 \sqrt{65{,}29} = 91{,}2 \times 8{,}08 = 736{,}9 \text{ Mtr.}$$

Umänderung der vorhergehenden Gleichungen.

Der vorstehenden Formeln können wir uns nur dann bedienen, wenn die in diesem Buche enthaltenen Tabellen zur Hand sind. Wir wollen nun sehen, wie sich die Geschwindigkeit (w) des ausströmenden Dampfes auch ohne dieselben berechnen läßt.

Zunächst kann man statt der Flüssigkeitswärmen q und q_1 die Temperaturen t und t_1 einführen. Setzen wir nämlich mit Clausius und Zeuner die specifische Wärme des Wassers als constant voraus und wählen wir dazu die Zahl 1,0224, die etwa der specifischen Wärme bei 145° Grad entspricht, so ist

$$q - q_1 = 1{,}0224\,(t - t_1) = 1{,}0224\,(T - T_1)$$

wo T und T_1 die absoluten Temperaturen bezeichnen, die den wöhnlichen t und t_1 entsprechen. Nun war ferner

$$\tau = c \log nat \frac{T}{a} = 1{,}022 \log nat \frac{T}{a}$$

und

$$\tau_1 = c \log nat \frac{T_1}{a} = 1{,}022 \log nat \frac{T_1}{a}$$

daher

$$\tau - \tau_1 = 1{,}022 \log nat \frac{T}{T_1}$$

$$= 2{,}3026 \times 1{,}022 \log \frac{T}{T_1} = 2{,}353 \log \frac{T}{T_1}.$$

Ferner kann man nach Clausius setzen (Seite 31).

$$r = 607 - 0{,}708\, t$$

also

$$r_1 = 607 - 0{,}708\, t_1.$$

Demnach erhält man für die Gleichung von x_1 Seite 146:

$$x_1 = \left[2{,}353 \log \frac{T}{T_1} + \frac{x\,(607 - 0{,}708\, t)}{T}\right] : \frac{607 - 0{,}708\, t_1}{T_1}.$$

Die Gleichung (LVI) geht demnach über in:

$$w = 91{,}2\sqrt{1{,}022(t - t_1) + x(607 - 0{,}708 t) - x_1(607 - 0{,}708 t_1)} \ldots\ldots (LVII).$$

Es soll nach diesen beiden letzten Formeln x_1 und w für das letzte Beispiel berechnet werden.

Es ist zunächst $t_1 = 100$ und $T_1 = 273 + 100 = 373$, daher $\frac{607 - 0{,}708\, t_1}{T_1} = \frac{607 - 0{,}708 . 100}{373} = \frac{607 - 70{,}8}{373} = 1{,}438.$

Ferner $2{,}353 \log \frac{T}{T_1} = 2{,}353 \log \frac{273 + 152{,}2}{373}$ insofern $t_1 =$ $152{,}2^0$ beträgt. Man erhält $2{,}353 \log \frac{425{,}2}{373} = 2{,}353 \times 0{,}0569$ $= 0{,}1339$. Sodann ist $\frac{x\,(607 - 0{,}708\, t)}{T} = \frac{607 - 0{,}708 . 152{,}2}{273 + 152{,}2}$ $\frac{499{,}24}{425{,}2} = 1{,}174$. Wir erhalten also: $x_1 = (0{,}1339 + 1{,}174) : 1{,}438$ $= 0{,}909$ Klgr. Die frühere Rechnung ergab $x_1 = 0{,}908$ Klgr.

Es entsteht somit:

$$w = 91{,}2 \sqrt{1{,}022 \,.\, 52{,}2 + 499{,}24 - 0{,}909\,(607 - 70{,}8)}$$

$$= 91{,}2 \sqrt{53{,}35 + 499{,}24 - 487{,}41}$$

$$= 91{,}2 \sqrt{65{,}18} = 91{,}2 \,.\, 8{,}07 = 735{,}98 \text{ Mtr.}$$

Ein Werth, der mit dem frühern sehr nahe übereinstimmt.

Sind die Spannungen p und p_1 oder die zugehörigen Temperaturen t und t_1 nur wenig von einander verschieden, so kann man setzen

$$2{,}353 \log \frac{T}{T_1} = \frac{T - T_1}{T_1}.$$

Wir erhalten daher statt der Gleichung für x_1 auf Seite 148 die Gleichung

$$x_1 = \left(\frac{T - T_1}{T_1} + \frac{x\,r}{T}\right) \times \frac{T_1}{r_1}.$$

Somit

$$x_1 r_1 = T - T_1 + x\,r \frac{T_1}{T}.$$

Setzen wir diesen Werth in Gl. (LVI) ein, und erwägen, daß $T - T_1 = t - t_1$ ist, und daß man, ohne einen großen Fehler zu begehen, statt $c\,(t - t_1)$ einfach $t - t_1$ oder $T - T_1$ setzen kann, so ergibt sich:

$$w = 91{,}2 \sqrt{\frac{x\,r}{T}(T - T_1)} \ldots\ldots \text{(LVIII)}.$$

Oder endlich:

$$w = 91{,}2 \sqrt{\frac{x\,(607 - 0{,}708\,t)}{273 + t}\,(t - t_1)} \ldots\ldots \text{(LIX)}.$$

Beispiel.

Mit welcher Geschwindigkeit strömt der Dampf aus dem Kessel einer Niederdruckmaschine, in welchem die Dampfspannung 1,2 Atm. beträgt, wenn $x = 1$ ist?

Für t hat man in diesem Falle 105,2°, da nun $t_1 = 100$ ist, so erhält man die Gleichung

$$w = 91{,}2 \sqrt{\frac{607 - 0{,}708 \, . \, 105{,}2}{273 + 105{,}2} \, . \, 5{,}2} = 218{,}88 \text{ Mtr.}$$

Anderer Ausdruck für die Geschwindigkeit w.

Wir haben oben, Seite 145, als Werth für die Arbeit, welche 1 Klgr. Dampf bei seiner Ausdehnung von der größern Spannung p auf die kleinere p_1 leistet, den Ausdruck

$$L_1 = \frac{q - q_1 + x\varrho - x_1 \varrho_1}{A}$$

benutzt. Seite 104 haben wir aber gehört, daß sich diese Arbeit auch durch die Gleichung

$$L_1 = \frac{p\,v}{m-1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right]$$

darstellen lasse, in welcher der Werth von m nicht allein von der Anfangs- und Endspannung (also von p und p_1) abhängig war, sondern auch durch den Wassergehalt des Dampfes besonders bestimmt wurde. Dehnte sich nur gesättigter Dampf, ohne Wasser aus, so konnte man für m im Mittel 1,135 setzen.

Führen wir nun den obigen Ausdruck von L_1 in die Gl. (LIII) ein, so erhalten wir als Gl. für die lebendige Kraft, welche 1 Klgr. ausströmenden Dampfes in sich aufnimmt:

$$\frac{w^2}{2g} = p\,v - p_1 v_1 + \frac{p\,v}{m-1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right] \ldots\ldots (LX).$$

Das Gesetz der Druckänderung bei der Ausdehnung nach der adiabatischen Curve, also das Gesetz, welches der Ausdehnung des Dampfes beim Ausströmen aus dem Gefäße ABCD in die Röhre EF, Fig. 21, zu Grunde liegt, war aber:

$$p\,v^m = p_1 v_1{}^m.$$

Man hat hieraus:

$$v_1 = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{m}} v$$

und

$$p_1 v_1 = p_1^{1-\frac{1}{m}} \cdot p^{\frac{1}{m}} \cdot v$$

Wird dieser Werth von $p_1 v_1$ oben eingesetzt und werden alle Glieder unter einerlei Benennung gebracht, so entsteht:

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{m p v}{m-1} - \frac{p v}{m-1} - \frac{m}{m-1} p_1^{1-\frac{1}{m}} p^{\frac{1}{m}} v$$

$$+ \frac{1}{m-1} p_1^{1-\frac{1}{m}} p^{\frac{1}{m}} v + \frac{p v}{m-1} - \frac{1}{m-1} p_1^{1-\frac{1}{m}} p^{\frac{1}{m}} v.$$

Und wenn man die gleichen Glieder mit entgegengesetzten Vorzeichen fortläßt und die übrigbleibenden vereinigt:

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{m p v}{m-1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right] \ldots\ldots \text{(LXI)}.$$

oder

$$w = 4{,}43 \sqrt{\frac{m p v}{m-1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right]} \ldots\ldots \text{(LXII)}.$$

Es möge nun auch nach dieser Formel die Geschwindigkeit w des ausströmenden Dampfes für das Seite 146 angeführte Beispiel berechnet werden.

Zunächst ist $\frac{p_1}{p} = \frac{1}{5} = 0{,}2$. Setzt man nun $m = 1{,}135$, so hat man $\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}} = (0{,}2)^{0{,}119}$. Mit Hülfe der Logarithmen findet man hierfür 0,8257. Es ist demnach $\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right]$ $= 1 - 0{,}8257 = 0{,}1743$. Ferner hat man für v bei 5 Atm. nach der Gleichung $v = x u + \sigma$, $v = 0{,}364$ Kubikmtr. Da nun $p = 5 . 10334$ ist, so entsteht:

$$w = 4{,}43 \sqrt{\frac{1{,}135 . 5 . 10334 . 0{,}364}{0{,}135} \times 0{,}1743}$$

$$= 735{,}38 \text{ Mtr.}$$

Dieser Werth ist also dem von Seite 149 sehr nahe gleich.

Für praktische Berechnungen kann man Gl. (LXII) noch dadurch vereinfachen, daß man aus $\frac{m}{m-1} . 10334$ die $\sqrt{}$ zieht. Wird $m = 1{,}135$ gesetzt, so hat man dann:

$$w = 1305{,}83 \sqrt{p\, v \left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right]} \quad \ldots\ldots (LXIII).$$

Hier ist dann p in Atmosphären auszudrücken.

Ist der aus dem Gefäße A B C D ausströmende Dampf noch mit 10% Wasser vermischt, so hat man für m zu setzen 1,125 und es entsteht:

$$w = 1351 \sqrt{p\, v \left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right]} \quad \ldots\ldots (LXIV).$$

Die Tabelle IV enthält für verschiedene Spannungsverhältnisse $\left(\frac{p_1}{p}\right)$ die Werthe von $1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}$ sowie die von $\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{m}}$, welch letztere zur Berechnung des pro Sekunde ausströmenden Dampfvolumens und Dampfgewichtes dienen.

Dampfvolumen und Dampfgewicht, welches pro Sekunde durch eine Oeffnung strömt.

Bis jetzt haben wir der Einfachheit wegen angenommen, es strömten pro Sekunde 1 Klgr. Dampf durch die Oeffnung E, Fig. 22 und haben unter dieser Voraussetzung w berechnet. Die Geschwindigkeit ändert sich aber natürlich nicht, wenn pro Sekunde 2, 3, 4 oder allgemein G Klgr. Dampf ausströmen. Abgesehen von der Spannung im Gefäße A B C D und in der Röhre E F hängt dies ja nur von der Weite der Oeffnung E ab. Bezeichnen wir die Größe dieser Oeffnung mit F und denken

wir uns, das pro Sekunde ausströmende Dampfvolumen betrage V_1 und das Dampfgewicht G, so ist offenbar

$$V_1 = F w$$

vorausgesetzt, daß der Dampfstrahl keine Zusammenziehung erleide, wie das bekanntlich in den meisten Fällen beim Wasser und andern tropfbaren Flüssigkeiten der Fall ist. Sodann hat man:

$$V_1 = v_1 G$$

oder da (Seite 101) $v_1 = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{m}} v$ ist,

$$V_1 = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{m}} v G \text{ Kbm.}$$

Es entsteht demnach:

$$F w = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{m}} v G$$

also:

$$G = F w \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{m}} . \frac{1}{v} \text{ Klgr. } \ldots\ldots \text{(LXV).}$$

Um noch zu zeigen, wie Tabelle IV zur Berechnung von w und G angewandt wird, wollen wir ein Beispiel geben.

Beispiel.

Es sei $p = 4$ und $p_1 = 1$ Atmosphäre, der auf 4 Atmosphären gespannte aber kein Wasser enthaltende Dampf ströme also in die freie Luft, wie groß ist u und G?

Man hat für $\frac{p_1}{p}$: 0,25. Wir suchen deßhalb in der mit $\frac{p_1}{p}$ überschriebenen Columne die Zahl 0,25. In derselben Horizontalspalte finden wir in der mit $1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}$ überschriebnen Columne die Zahl 0,1521. Somit ist

$w = 1305{,}83 \sqrt{4 . v . 0{,}1521}$. Da ferner $v = x u + \sigma$ ist, und u

bei 4 Atm. nach Tabelle II 0,447 beträgt, so hat man $v = 0,447 + 0,001 = 0,448$. Also

$$w = 1305,83 \sqrt{4 . 0,448 . 0,1521} = 681,9 \text{ Mtr.}$$

Geht man ferner von der Zahl 0,25 in der ersten Verticalcolumne horizontal nach rechts, bis man zu der mit $\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{m}}$ überschriebenen Spalte (natürlich für $m = 1,135$) gelangt, so findet man hier den Werth: 0,2948. Es ist also

$$G = 681,9 \times 0,2948 \times \frac{1}{0,448} . F = 448,3 . F \text{ Klgr.}$$

Berechnung der Größe der Sicherheitsventile für Dampfkessel.

In der Regel macht man die Fläche (F) dieser Ventile so groß, daß sie 10 bis 20 mal so viel Dampf in einer gewissen Zeit durchlassen können, als vom Kessel in derselben Zeit erzeugt wird. Die entstandene Dampfmenge hängt aber bekanntlich wesentlich von der Größe der Heizfläche ab, daher muß auch Ventil- und Heizfläche in einem gewissen Verhältniß stehen. Nach preußischen Vorschriften (Weisbachs Mechanik, Theil II, Seite 506) soll die Ventilfläche $^1/_{3000}$ der Heizfläche betragen. Dies gibt nun freilich für Hochdruckkessel, in denen der Dampf eine größere Spannung besitzt, eine größere Sicherheit, als für Niederdruckkessel, da bei diesen, vermöge der geringeren Spannung der Dampf mit einer kleinern Geschwindigkeit ausströmt, als bei jenen.

Wir wollen nun an einem Beispiele zeigen, wie sich der Ventildurchmesser (d) unter der Voraussetzung berechnen läßt, daß der Dampf mit derjenigen Geschwindigkeit ausströmt, die nach den oben aufgestellten Formeln erhalten wird, daß derselbe durch Reibung oder andere Widerstände nichts oder nur sehr wenig an Geschwindigkeit verliere.

Beispiel.

Welchen Durchmesser (d) hat man den beiden Sicherheitsventilen eines Dampfkessels zu geben, in welchem man stündlich 250 Klgr. Dampf von 4 Atmosphären Spannung erzeugen kann, wenn man für jedes eine zwanzigfache Sicherheit verlangt?

Wir haben im letzten Beispiel die Gewichtsmenge Dampf berechnet, welche durch die Ventilfläche F pro Sekunde bei 4 Atm. Spannung ausströmt. Sie betrug

$$G = 448{,}3\,F.$$

Ist nun der Ventildurchmesser d, so haben wir auch

$$G = 448{,}3\,\frac{\pi\, d^2}{4} = 448{,}3 \times 0{,}785\; d^2.$$

Unser Kessel soll stündlich 250 Klgr. Dampf liefern; das pro Sekunde erzeugte Dampfquantum beträgt also $\frac{250}{3600} = 0{,}0695$ Klgr. Da nun die Ventile eine zwanzigfache Sicherheit bieten sollen, so hat man für G zu setzen $20 \times 0{,}0695 = 1{,}39$ Klgr. Demnach entsteht:

$$1{,}39 = 448{,}3 \times 0{,}785\, d^2.$$

Hieraus ergibt sich:

$$d = 0{,}067 \text{ Mtr.} = 6{,}7 \text{ Centm.}$$

oder Neuzoll. Weisbach berechnet den Durchmesser für dieselben Verhältnisse, aber nach den ältern Formeln, zu $2\frac{1}{2}$ Zoll altes Maß, was mit unserer Berechnung sehr nahe übereinstimmt.

Kennen wir also die Dampfspannung im Kessel, wissen wir, wie viel Dampf derselbe pro Stunde oder Minute liefert, so können wir nach den frühern und nach diesem Beispiele mit Leichtigkeit die Ventildurchmesser berechnen.

B. Ausfluß des heißen Wassers aus Mündungen.

In dem Abschnitte, der über die adiabatische Curve der Dampf- und Flüssigkeitsmischungen handelte, haben wir gehört, daß Dampf entstehe, wenn ein Gemisch von Wasser und Dampf, bei welchem ersteres den größern Theil bilde, sich nach der adiabatischen Curve ausdehne. Da nun bei den vorliegenden Untersuchungen auch die Moleküle von Dampf und Flüssigkeit, wenn sie sich der Ausströmungsöffnung E, Fig. 22, nähern, eine Ausdehnung nach dem Gesetze der adiabatischen Linie erleiden sollen, so wird auch hier Dampf entstehen, wenn aus dem Gefäße ABCD durch die Oeffnung E anstatt Dampf heißes Wasser strömt, was dem betreffenden Dampfdruck ausgesetzt ist, und wenn außerhalb des Gefäßes, also in der Röhre EF ein kleinerer Druck als der Dampfdruck herrscht. Es soll dies jetzt näher untersucht werden. Da im vorliegenden Falle die der Oeffnung E zuströmende Wassermasse noch keinen Dampf enthält, so haben wir in der Gl. (XXV) Seite 86:

$$\tau + \frac{x\,r}{T} = \tau_1 + \frac{x_1\,r_1}{T_1}$$

$x = 0$ zu setzen; wir erhalten dann:

$$\frac{x_1\,r_1}{T_1} = \tau - \tau_1$$

Da τ stets größer ist als τ_1, so lange die Temperatur des ausströmenden Wassers größer ist, als die in der Röhre EF, so hat $\frac{x_1\,r_1}{T_1}$ einen positiven Werth, und da x_1 die Dampfmenge in der Mündungsebene E bezeichnet, so sagt uns die Gleichung, daß beim Ausströmen des heißen Wassers Dampf gebildet wird, daß also in diesem Falle mit dem heißen Wasser auch gleichzeitig Dampf ausströmt. Das Gewicht dieses ausströmenden Dampfes pro Kilogr. des ausströmenden Gemisches ist also:

$$x_1 = (\tau - \tau_1) : \frac{r_1}{T_1}.$$

Setzen wir diesen Werth von x_1 in Gl. (LV, Seite 146) ein, so erhalten wir für die Ausflußgeschwindigkeit

$$A \frac{w^2}{2g} = q - q_1 - (\tau - \tau_1) T_1 \ldots\ldots (LXVI).$$

oder

$$w = 91{,}2 \sqrt{q - q_1 - (\tau - \tau_1) T_1} \ldots\ldots (LXVII).$$

Denken wir uns, es passirten pro Sekunde anstatt eines Kilogramms G Klgr. Dampf und Flüssigkeit die Mündung E und nehmen wir an, der Querschnitt jener Mündung betrage F□ Meter, so würde das ausströmende Dampfgewicht

$$D = x_1 G \text{ Klgr.}$$

und das ausströmende Wassergewicht:

$$W = (1 - x_1) G \text{ Klgr.}$$

betragen. Das Volumen von 1 Kilogr. des Gemisches in der Ebene der Mündung würde sein:

$$x_1 u_1 + \sigma$$

mithin das von G Klgr.

$$(x_1 u_1 + \sigma) G \text{ Kbkm.}$$

Man hat also auch die Gleichung

$$(x_1 u_1 + \sigma) G = F w$$

und

$$G = \frac{F w}{x_1 u_1 + \sigma} \ldots\ldots (LXVIII).$$

Beispiel.

Im Kessel einer Dampfmaschine stehe das aus dem Probir- oder Ablaßhahn des Kessels in die freie Luft fließende Wasser unter einem Drucke von 5 Atmosphären. 1. Wie groß wird das specifische Dampfgewicht (x_1) sein, welches sich beim Hinströmen des heißen Wassers nach der Mündung bildet, vorausgesetzt, daß keine Widerstände vorhanden sind? 2. Mit welcher Geschwindig-

keit w verläßt das Gemisch von Wasser und Dampf die Ebene der Mündung? 3. Wie groß ist das pro Sekunde ausfließende Gemisch (G). 4. und 5. Wie viel Dampf und Wasser sind dem Gewichte nach in der Mischung enthalten?

Für 5 Atm. ist $\tau = 0{,}447$ für 1 Atm. $\tau_1 = 0{,}314$ und

$\frac{r_1}{T_1} = 1{,}438$, x_1 ist demnach $= (0{,}447 - 0{,}314) : 1{,}438 = 0{,}092$ Klgr.

Es finden sich also in der Ebene der Mündung ebensoviel Klgr. Dampf, als sich bei der Ausströmung gesättigten Dampfes ohne Beimischung von Wasser, Seite 147, niederschlugen. — Da ferner $q = 153{,}74$, $q_1 = 100{,}5$ ist, so hat man:

$$w = 91{,}2\sqrt{153{,}74 - 100{,}5 - (0{,}447 - 0{,}314) \,.\, 373}$$
$$= 91{,}2 \times 1{,}9 = 173{,}28 \text{ Mtr.}$$

Bei 1 Atm. ist $u_1 = 1{,}650$, daher $x_1\, u_1 + \sigma = 0{,}092 \,.\, 1{,}650 + 0{,}001 = 0{,}154$ und

$$G = \frac{173{,}28}{0{,}154} \,.\, F = 1125 \,.\, F \text{ Klgr.}$$

Das pro Sekunde ausströmende Dampfgewicht beläuft sich auf

$$D = x_1\, G = 0{,}092 \,.\, 1125 \,.\, F = 103{,}5\, F \text{ Klgr.}$$

Das Wassergewicht beträgt also $(1125 - 103{,}5)\, F = 1021{,}5 +$ F Kilogramm.

Sobald nun F bekannt ist, können wir G, sowie D und W wirklich berechnen. Nehmen wir z. B. an, F betrage 1 □ Centm. $= \frac{1}{10000} = 0{,}0001$ Mtr., so hat man in unserm Beispiele für G : 0,1125 Klgr. für D : 0,01035 und für W : 0,10215 Klgr. pro Sekunde. Das in dieser Zeit ausfließende Wasservolumen würde betragen, da 1 Klgr. = 0,001 Kbkm. einnimmt, $0{,}1125 \times 0{,}001 = 0{,}0001125$ Kbkm.

Die vorstehenden Berechnungen zeigen uns, wie sich für irgend eine Zeit z. B. für 1 Minute, 1 Stunde 2c. das Quantum

heißen Wassers und Dampfes bestimmen lasse, was durch eine Oeffnung von bekanntem Querschnitt bei einer gewissen Spannung ausfließt. Zeuner war es, so viel dem Verfasser bekannt ist, der zuerst zu ermitteln bemüht war, ob jene theoretischen Untersuchungen mit den Beobachtungen übereinstimmen. „Ich ließ", so sagt er Seite 422 seiner mechanischen Wärmetheorie, „das Wasser aus einem Locomotivkessel unter 6 Atmosphären Dampfdruck ausströmen und beabsichtigte, wenigstens das ausströmende Wasser in einem Aichkasten aufzufangen und zu messen. Trotz verschiedener Aenderungen in der Versuchsart gelang aber die Messung nicht, der Dampf nahm den größten Theil des Wassers mit sich fort". Es bleibt deßhalb wohl bei ferneren Untersuchungen dieser Art nichts Anderes übrig, als das ausgeflossene Wasserquantum im Kessel selbst zu messen.

Die folgende Tabelle enthält nun für verschiedene Dampfspannungen im Kessel die zugehörigen Ausflußgeschwindigkeiten, die specifische Dampfmenge in der Mündung und die Ausflußmenge in Kilogrammen pro Sekunde, nach Zeuner.

Dampfdruck im Kessel in Atmosphären.	Ausflußgeschwindigkeit. w	Specifische Dampfmenge in der Mündung. x_1	Ausflußmenge G in Kilogr. pro Sekunde beim Querschnitt. F
2	69,52	0,038	1095 . F
3	112,85	0,062	1102 „
4	145,07	0,079	1106 „
5	171,02	0,093	1109 „
6	192,98	0,105	1113 „
7	212,00	0,115	1116 „
8	228,87	0,124	1118 „
9	244,14	0,132	1120 „
10	258,02	0,139	1123 „
11	270,78	0,145	1124 „

Dampfdruck im Kessel in Atmosphären.	Ausfluß-geschwindigkeit. w	Specifische Dampfmenge in der Mündung. x_1	Ausflußmenge G in Kilogr. pro Sekunde beim Querschnitt. F
12	282,64	0,152	1127 . F
13	293,71	0,157	1128 „
14	304,09	0,163	1130 „

Diese Tabelle zeigt uns das merkwürdige Resultat, daß die Ausflußmenge in Kilogrammen (G) pro Sekunde ziemlich constant bleibt, mag der Druck klein oder groß sein. Die specifische Dampfmenge x_1 dagegen wächst mit dem Drucke ziemlich stark, ein Beweis, daß dies ausströmende Dampfgewicht mit zunehmendem Drucke größer wird. Wird dies aber größer, während das ganze Ausflußquantum fast constant bleibt, so muß das pro Sekunde ausfließende Wassergewicht mit wachsender Spannung kleiner werden. Es erhellet hieraus auch, daß bei demselben Inhalte und bei derselben Größe der Ausflußöffnung ein Tiefdruckkessel fast in derselben Zeit entleert werden kann, als ein Hochdruckkessel, vorausgesetzt, daß in beiden während des Ausströmens der anfängliche Druck erhalten bleibe. Sinkt aber beim Ausströmen der Druck allmälig, so muß zwar das Gewicht des ausströmenden Gemisches ziemlich dasselbe bleiben, dagegen muß das ausströmende Dampfgewicht ab-, das Wassergewicht aber zunehmen. Es treten also hier fast die umgekehrten Erscheinungen auf, die wir beim Ausfluß des kalten Wassers wahrnehmen.

Um die Unterschiede zwischen dem Ausfluß des kalten und heißen Wassers recht anschaulich zu machen, ist noch die folgende kleine Tabelle auf Seite 161 berechnet worden (Zeuners Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie). Die Ausflußgeschwindigkeit w ergibt sich hier aus der, Seite 141, abgeleiteten Gl.

$$p - p_1 = \frac{w^2}{2g}\gamma$$

in welcher bekanntlich γ das Gewicht von 1 Kubikmeter oder 1000 Kilogr. Wasser bedeutet. Da σ das Volumen von 1 Klgr. Wasser ist, so muß $\gamma\sigma$ das Volumen von 1000 Klgr. d. i. von 1 Kbkm. sein. Demnach läßt sich auch setzen

$$\gamma = \frac{1}{\sigma}$$

und es entsteht:

$$w^2 = \sigma(p - p_1) \cdot 2g$$

d. i.

$$w = 4{,}43 \sqrt{\sigma(p - p_1)} \ldots\ldots (LXIX).$$

Fließt also beispielsweise Wasser unter dem constanten Drucke von 4 Atmosph. aus einem Behälter in die freie Luft, so ist die Geschwindigkeit w, mit welcher des Ausfluß stattfindet, wenn von allen Verlusten abgesehen wird:

$$w = 4{,}43 \sqrt{10334 \cdot \frac{1}{1000}\left(4 - 1\right)} = 4{,}43 \sqrt{10{,}334 \cdot 3}$$

$$= 24{,}66 \text{ Meter.}$$

Das pro Sekunde ausfließende Wasservolumen würde also sein, wenn der Querschnitt der Oeffnung F □Mtr. betrüge: F w Kbkm., und da 1 Kbkm. Wasser 1000 Klgr. wiegt, so hätte man für das in jener Zeit ausfließende Wassergewicht

$$G = 1000 \cdot w \cdot F = 24660 \cdot F \text{ Klgr.} \ldots\ldots (LXX).$$

Hiernach ergibt sich:

Druck im Ausflußgefäße in Atmosphären. p	Ausflußgeschwindigkeit w in Metern.	Wassermenge pro Sekunde in Kilogrammen. G
4	24,66	24660 . F
8	37,67	37673 . F
12	47,23	47226 . F

Während also bei demselben Drucke p die Geschwindigkeit des ausströmenden Wassers hier ungleich kleiner ist, als oben

beim Ausströmen des Gemisches von Dampf und Wasser, ist das pro Sekunde ausfließende Quantum viel größer als vorhin. Die Erscheinung läßt sich folgendermaßen erklären. Das ausströmende Dampfgewicht ist, trotz der größern Geschwindigkeit, mit welcher der Ausfluß stattfindet, immerhin gering; aber selbst dieses geringe Dampfgewicht nimmt einen verhältnißmäßig großen Raum ein und füllt auf diese Weise die Ausflußöffnung zum Theil aus, so daß auch die ausfließende Wassermenge verhältnißmäßig nur gering sein kann.

Es wäre sehr zu wünschen, daß die vorstehenden theoretischen Untersuchungen durch ausführliche und genaue Experimente geprüft würden.

Fälle, in denen das heiße Wasser mit derselben Geschwindigkeit ausfließt, wie das kalte.

Die vollständige Gleichung für die Geschwindigkeit des ausströmenden Dampfes war: (Seite 145, Gleichung LIV)

$$q + x\varrho + A p x u - (q_1 + x_1 \varrho_1 + A p_1 x_1 u_1) + A\sigma(p - p_1) = A\frac{w^2}{2g}$$

oder:

$$q + x r - q_1 - x_1 r_1 + A\sigma(p - p_1) = A\frac{w^2}{2g}.$$

Fließt nun anstatt Dampf heißes Wasser aus, so ist $x = o$ und man hat:

$$q - q_1 - x_1 r_1 + A\sigma(p - p_1) = A\frac{w^2}{2g}.$$

Nun ist nach Seite 146:

$$x_1 = \left(\tau - \tau_1 + \frac{x r}{T}\right) \cdot \frac{T_1}{r_1}$$

und da auch hier $x = 0$ zu setzen ist, entsteht:

$$x_1 = (\tau - \tau_1) \cdot \frac{T_1}{r_1} \text{ oder } x_1 r_1 = (\tau - \tau_1) T_1.$$

Nun dürfen wir wieder statt $q - q_1$ setzen: $c(t - t_1) = c(T - T_1)$ und erhalten dann:

$$c(T - T_1) - (\tau - \tau_1) T_1 + A \sigma (p - p_1) = A \frac{w^2}{2g} \ldots\ldots (1).$$

Sind die Spannungen p und p_1 oder die Temperaturen T und T_1 wenig von einander verschieden, so hat man:

$$2{,}3026 \log \frac{T}{T_1} = \frac{T - T_1}{T_1}.$$

Nach Seite 148 ist aber:

$$\tau - \tau_1 = 2{,}3026\ c \log \frac{T}{T_1} = c\ \frac{T - T_1}{T_1}$$

also

$$(\tau - \tau_1) T_1 = c(T - T_1).$$

In Gl. (1) würden demnach die beiden ersten Glieder gleich sein, und man erhält:

$$A \sigma (p - p_1) = A \frac{w^2}{2g}$$

oder

$$\frac{w^2}{2g} = \sigma(p - p_1) = \frac{p - p_1}{\gamma} \ldots\ldots (LXXI).$$

also dieselbe Gleichung, die wir Seite 141 für den Ausfluß des Wassers unter den gewöhnlichen Umständen abgeleitet haben.

Wir machten indessen dort schon darauf aufmerksam, daß die Wassertheilchen über der Ausflußöffnung E, Fig. 22, noch drückend wirken, und daß man diesen Druck mit in die Rechnung einzuführen habe, um die Geschwindigkeit w des ausströmenden Wassers genauer zu erhalten. Dasselbe ist nun auch beim Ausfluß des heißen Wassers der Fall. Da γ das Gewicht von

1 Kbkm. Wasser bezeichnet, p aber den Druck in Kilogrammen pro Quatmeter in der Gegend der Mündung im Gefäße, so hat man, wenn p in Atmosphären gegeben ist, für die Höhe einer Wassersäule, welche ebenso stark drückt als p:

$$\frac{10334 \cdot p}{\gamma} = \frac{10334}{1000} \cdot p = 10{,}334 \cdot p.$$

Steht nun noch das Wasser h Meter über der Mitte der Ausflußöffnung, so ist statt

$$\frac{p}{\gamma} \text{ zu setzen } \frac{p}{\gamma} + h.$$

Es würde also die theoretische Ausflußgeschwindigkeit des kalten Wassers sein:

$$w = 4{,}43 \sqrt{h + \frac{p - p_1}{\gamma}}$$

und ebenso die des heißen Wassers für einen geringen Unterschied von p und p_1

$$w = 4{,}43 \sqrt{h + \frac{p - p_1}{\gamma}} \ldots\ldots (LXXII).$$

Die Erscheinungen beim Ausflusse des heißen Wassers müssen denen vollkommen gleich sein, die wir beim kalten Wasser wahrnehmen, wenn wir dafür sorgen, daß die Dampfbildung beim Ausströmen verhindert wird. Es kann dies natürlich nur dadurch geschehen, daß wir dem Wasser so viel Wärme entziehen, als der entstehende Dampf zu seiner Bildung beansprucht. Ist nun die Flüssigkeitswärme im Gefäße = q, ist sie außerhalb desselben (also in der Röhre E F, Figur 22) q_1, so hat man offenbar jedem Kilogramm Wasser in der Ebene der Mündung die Wärme $q - q_1$ zu entziehen, geschieht dies, so muß die auf voriger Seite entwickelte Formel für den Ausfluß des kalten Wassers auch auf den vorliegenden Fall passen; denn die Volumenverminderung des Wassers beim Ueber-

gange aus der höhern in die niedrigere Temperatur, die beim Ueberströmen der Gase und des Dampfes eine bedeutende Rolle spielt, ist bekanntlich so gering, daß sie auf die Bewegungserscheinungen gar keinen Einfluß besitzt. Wir erhalten also auch hier für die Geschwindigkeit w die zuletzt aufgestellte Formel und die Ausflußmenge des Wassers in Kilogrammen oder Kubikmetern pro Sekunde oder Minute muß genau so groß sein, als beim kalten Wasser.

Neunter Abschnitt.

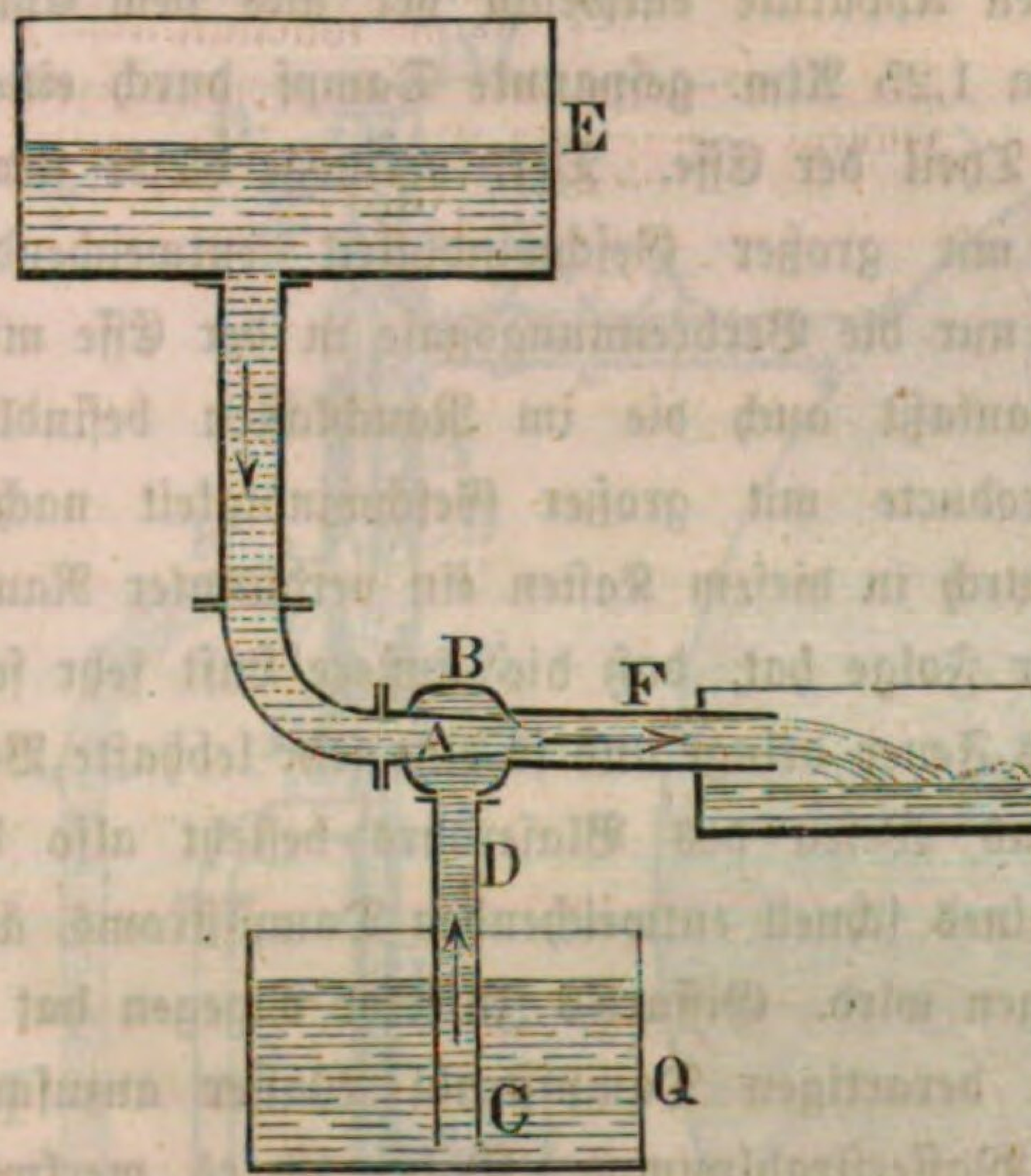
Giffard's Dampfstrahlpumpe oder Injector.

Vorrichtungen, welche auf ähnlichen Principien beruhen, wie der Injector.

Das Princip der gewöhnlichen Saugpumpen besteht bekanntlich darin, in einer Röhre, deren eines Ende in einem Wasserbehälter sich befindet, deren anderes Ende aber mit der Pumpe selbst verbunden ist, vermittelst eines Kolbens und Ventils einen luftverdünnten Raum herzustellen, in welchen alsdann das Wasser jenes Behälters, vermöge des auf der Wasseroberfläche ruhenden Luftdrucks hineingetrieben wird. In neuerer Zeit hat man zur Herstellung eines solchen verdünnten Raumes verschiedene andere Mittel angewandt. Eins der einfachsten und sinnreichsten ist das von Professor James Thomson. Es beruht darauf, daß ein mit einer gewissen Geschwindigkeit durch eine Röhre oder anderes Gefäß fortgetriebener Wasserstrahl die Luft zum Theil mit fortreißt, und dadurch eine Luftverdünnung bewirkt. Die Idee dazu ist jedenfalls von dem schon seit Jahren bekannten Wassertrommelgebläse entnommen. Fig. 23, folgende Seite, zeigt eine Skizze des Thomson'schen Apparates. E ist ein Wasserbehälter, in

welchen eine senkrechte Röhre mündet, die unten das conisch convergente Mundstück A trägt. Dieses ist zum Theil in das kugel- oder cylinderförmige Gefäß B eingeschlossen, an welches sich

Fig. 23.



rechts die nach außen sich erweiternde Röhre F anschließt. In den Behälter B mündet von unten die Röhre CD, die den Zweck hat, Wasser aus dem Behälter Q anzusaugen und in das Gefäß B zu schaffen. Indem nun das Wasser durch die Oeffnung des Mundstücks A mit großer Geschwindigkeit ausströmt, treibt es die in F, sowie im Gefäße B enthaltene Luft mit sich fort, dadurch wird auch die Luft aus der Röhre CD angesogen, es entsteht in derselben ein luftverdünnter Raum, und Wasser tritt vermöge des äußern Luftdrucks in CD empor. Dasselbe tritt alsdann in das Gefäß B mit einer gewissen Geschwindigkeit ein, um nunmehr durch den ebengenannten Wasserstrahl mit fortgeführt zu werden.

Während wir hier also die Geschwindigkeit eines Wasser-

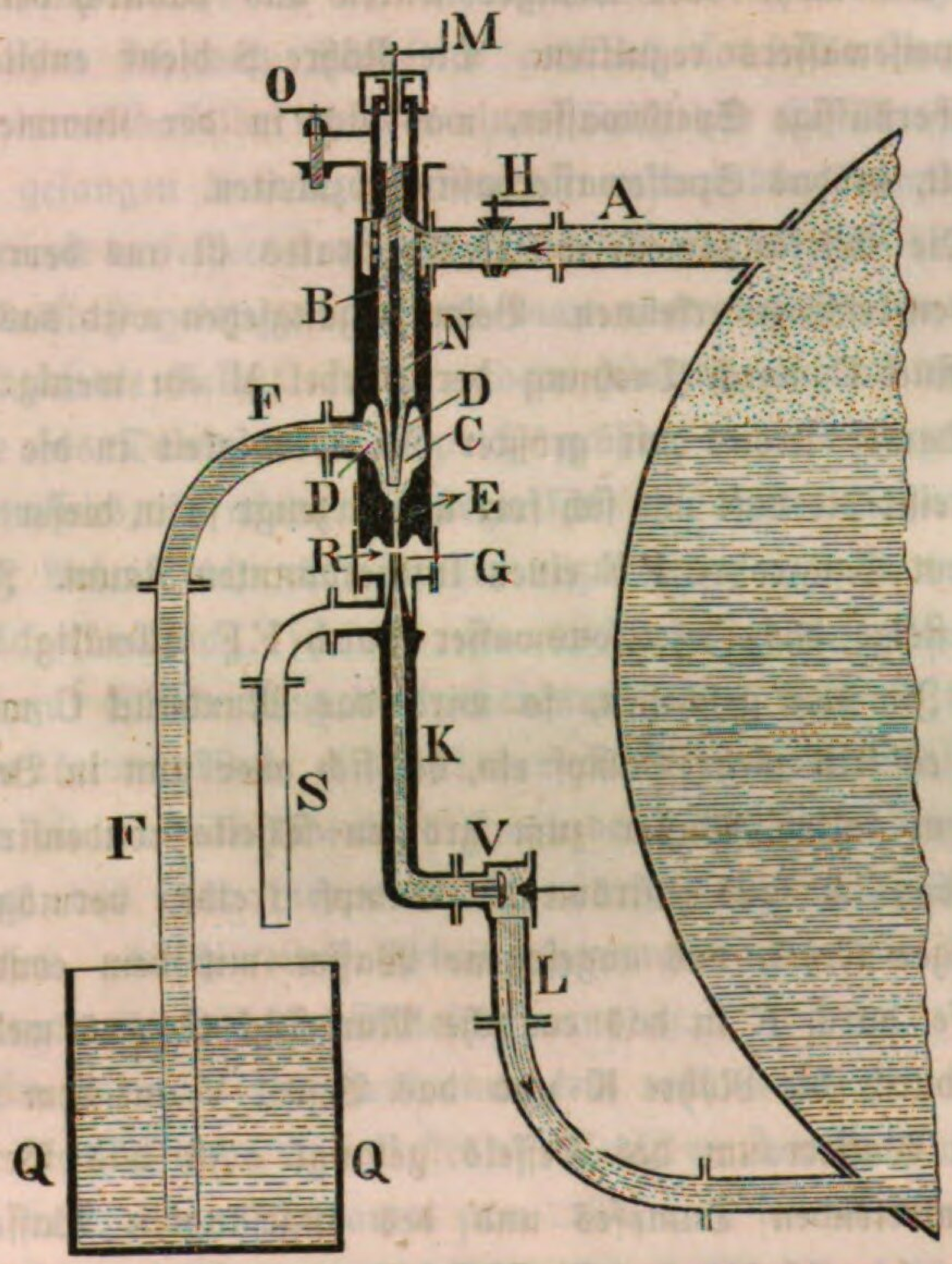
strahls zur Erzeugung eines luftverdünnten Raumes benutzten, kann man sich dazu auch eines Luft- oder Dampfstroms bedienen. Dies letztere Mittel finden wir angewandt beim sogenannten Blaserohr der Locomotiven und beim Giffard'schen Injector. Beim ersteren Apparate entweicht der aus dem Cylinder noch bis auf circa 1,25 Atm. gespannte Dampf durch eine Röhre in den untern Theil der Esse. Der, vermöge dieser ziemlich hohen Spannung mit großer Geschwindigkeit entweichende, Dampf treibt nicht nur die Verbrennungsgase in der Esse mit sich fort, sondern veranlaßt auch die im Rauchkasten befindlichen Verbrennungsproducte mit großer Geschwindigkeit nach oben zu steigen, wodurch in diesem Kasten ein verdünnter Raum entsteht, der nun zur Folge hat, daß die äußere Luft sehr schnell durch den Rost ins Feuer dringt und so eine sehr lebhafte Verbrennung bewirkt. Das Wesen des Blaserohrs besteht also darin, daß vermittelst eines schnell entweichenden Dampfstroms, äußere kalte Luft angesogen wird. Giffard's Injector dagegen hat den Zweck, durch einen derartigen Dampfstrahl Wasser anzusaugen, wie Thomson's Wasserstrahlpumpe. Dabei ist es merkwürdig, daß wir das angesaugte Wasser selbst dem Behälter zuführen können, aus welchem wir den Dampf entnehmen. In unsern Tagen wird deshalb dieser Apparat vielfach statt der gewöhnlichen Druckpumpen zum Speisen der Dampfkessel benutzt. Außerdem wendet man ihn auf den sogenannten Wasserstationen der Eisenbahnen an, um das zur Speisung der Locomotiven dienende Wasser zuerst vorzuwärmen und dann dem Behälter zuzuführen, von dem es in den Tender gefördert wird.

Beschreibung des Injectors.

Die auf nebenstehender Seite stehende Skizze, Fig. 24, zeigt uns einen Durchschnitt von diesem höchst sinnreichen Apparate. Das Rohr A steht mit dem Dampfraume des Dampfkessels in

Verbindung und führt bei geöffnetem Hahne H den Dampf durch eine Menge Löcher in die Röhre BC mit dem conischen Mundstück C. Letzteres mündet in eine als Condensator dienende

Fig. 24.



Kammer DD, welche durch die Röhre FF mit dem Wasserbassin QQ communicirt, aus welchem das Speisewasser genommen werden soll. Dies Speisewasser tritt mit dem zum größten Theil condensirten Dampfe durch die Röhre E in ein zweites conisches Mundstück G, dessen kleinere Oeffnung nach oben gerichtet ist. Von hier gelangt es durch die Röhre K und das Ventil V in die Röhre L, welche mit dem Wasserraume des Kessels verbunden

ist. Das Reguliren der Dampfmenge erfolgt durch eine Kurbel M, welche mittels eines in eine conische Spitze auslaufenden Dornes N in das Mundstück C der Röhre B C beliebig tief hineingeschoben werden kann. Durch die Kurbel O kann man die Röhre B C mehr oder weniger senken und dadurch den Zufluß des Speisewassers reguliren. Die Röhre S dient endlich dazu, das überflüssige Speisewasser, was sich in der Kammer R ansammelt, in das Speisewasserbassin abzuleiten.

Die Wirkungsweise dieses Apparates ist aus dem Vorhergehenden leicht zu erkennen. Beim Ingangsetzen wird das conische Mundstück C durch Drehung der Kurbel M ein wenig geöffnet. Der Dampf strömt mit größter Geschwindigkeit in die Kammer D D, reißt die Luft mit sich fort und erzeugt so in dieser Kammer und dem Saugrohre F F einen luftverdünnten Raum. In Folge dessen steigt das Injectionswasser durch F F allmälig bis nach D D. Ist dies geschehen, so wird das Mundstück C weiter geöffnet, es tritt mehr Dampf ein, der sich aber nun in Berührung mit dem kalten Wasser zum größten Theile condensirt. Der stets von A aus zuströmende Dampf treibt, vermöge seiner lebendigen Kraft, das angesogene Wasser mit dem condensirten Dampfe durch E in das conische Mundstück G, aus welchem es dann durch die Röhre K und das Ventil V auf dem Wege L in den Wasserraum des Kessels gelangt. Ist das Verhältniß des eintretenden Dampfes und des angesaugten Wassers das richtige, so erscheint der Wasserstrahl an der Stelle, wo er aus E in das conische Mundstück G gelangt und wo er durch die kleinen Fensterchen bei R beobachtet werden kann, vollkommen durchsichtig, so daß durch das Rohr S weder Dampf noch Wasser entweicht.

Theorie des Apparates; Dimensionen desselben.

Wie schon im ersten Theile hervorgehoben wurde, dürfte auch dieser Apparat Zeugniß von der Richtigkeit der Ansichten ablegen, auf welche sich die mechanische Wärmetheorie stützt. Denn denkt man sich das Ventil V geöffnet, so sollte man sagen, müßte durch dasselbe von der einen Seite das Kesselwasser ebenso gut gelangen können, als von der andern der Dampf, da das Wasser mit derselben Kraft gedrückt wird, mit welcher der Dampf zum Ausfluß gelangt. Bedenkt man aber, daß die im Dampfe aufgespeicherte Arbeit — mit andern Worten, daß die Gesammtwärme des Dampfes — ungleich größer ist, als diejenige des Kesselwassers, so wird man begreifen, wie dieser Ueberschuß an innerer Arbeit nicht nur Wasser anzusaugen und in den Kessel zu drücken vermag, sondern wie noch ein großer Theil dieser Arbeit zur Erwärmung des gehobenen kalten Wassers verwandt werden kann. Was also bei der Thomson'schen Wasserstrahlpumpe die äußere lebendige Kraft des herabstürzenden Wassers vermag, das wird hier durch die innere lebendige Kraft des Dampfes, durch eine Arbeit hervorgebracht, die wir die Schwingungsarbeit der Moleküle nannten.

Es sei nun die Geschwindigkeit, mit welcher der Dampf durch die Oeffnung bei C strömt gleich w; der Dampfdruck im Kessel betrage p Kilogramm pro □Mtr., t sei die Temperatur, q die Flüssigkeitswärme daselbst. Jedes Klgr. herbeiströmenden Dampfes soll x Klgr. reinen gesättigten Dampf und 1 — x Klgr. Wasser enthalten. Gelangen nun pro Sekunde G Klgr. des Gemisches durch die Oeffnung bei C, so beträgt die in dieser Zeit ausströmende Dampfmasse

$$x\,G \text{ Klgr.}$$

und die Wassermasse

$$(1 - x)\,G \text{ Klgr.}$$

Ferner wollen wir annehmen, der im Condensationsraume stattfindende Druck sei $= p_1$.

Nach Seite 145 läßt sich nun die Wärme, welche dem Dampfe die Geschwindigkeit w ertheilt, durch folgende Gleichung ausdrücken:

$$q + x\varrho + A\,p\,x\,u - (q_1 + x_1\,\varrho_1 + A\,p_1\,x_1\,u_1) + A\,\sigma(p - p_1)$$
$$= A\frac{w^2}{2g}.$$

wenn x das specifische Dampfgewicht im Kessel und x_1 dasjenige im Condensationsraume bezeichnet. Unter der Annahme, daß sich hier der Dampf vollständig niederschlage ist $x_1 = 0$ und obige Gleichung geht über in:

$$q + x\varrho + A\,p\,x\,u - q_1 + A\,\sigma(p - p_1)$$
$$= A\frac{w^2}{2g} \ldots\ldots (LXXIV).$$

Dabei bezeichnet also q_1 die Flüssigkeitswärme des condensirten Dampfes im Condensationsraume, also $q + x\varrho + A\,p\,x\,u - q_1$ die Wärme, welche der Dampf abgegeben hat. Wir haben demnach in diesem condensirten Dampfe pro Kilogr. q_1 W.-E. Strömen pro Sekunde G Klgr. aus, so haben wir:

$$G\,A\frac{w^2}{2g} = G\Big[q + x\varrho + A\,p\,x\,u - q_1 + A\,\sigma(p - p_1)\Big] \ldots\ldots (LXXV).$$

Nach Seite 151 erhalten wir auch für die Geschwindigkeit w die Gleichung

$$\frac{w^2}{2g}G = \frac{m\,p\,v}{m-1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right]G.$$

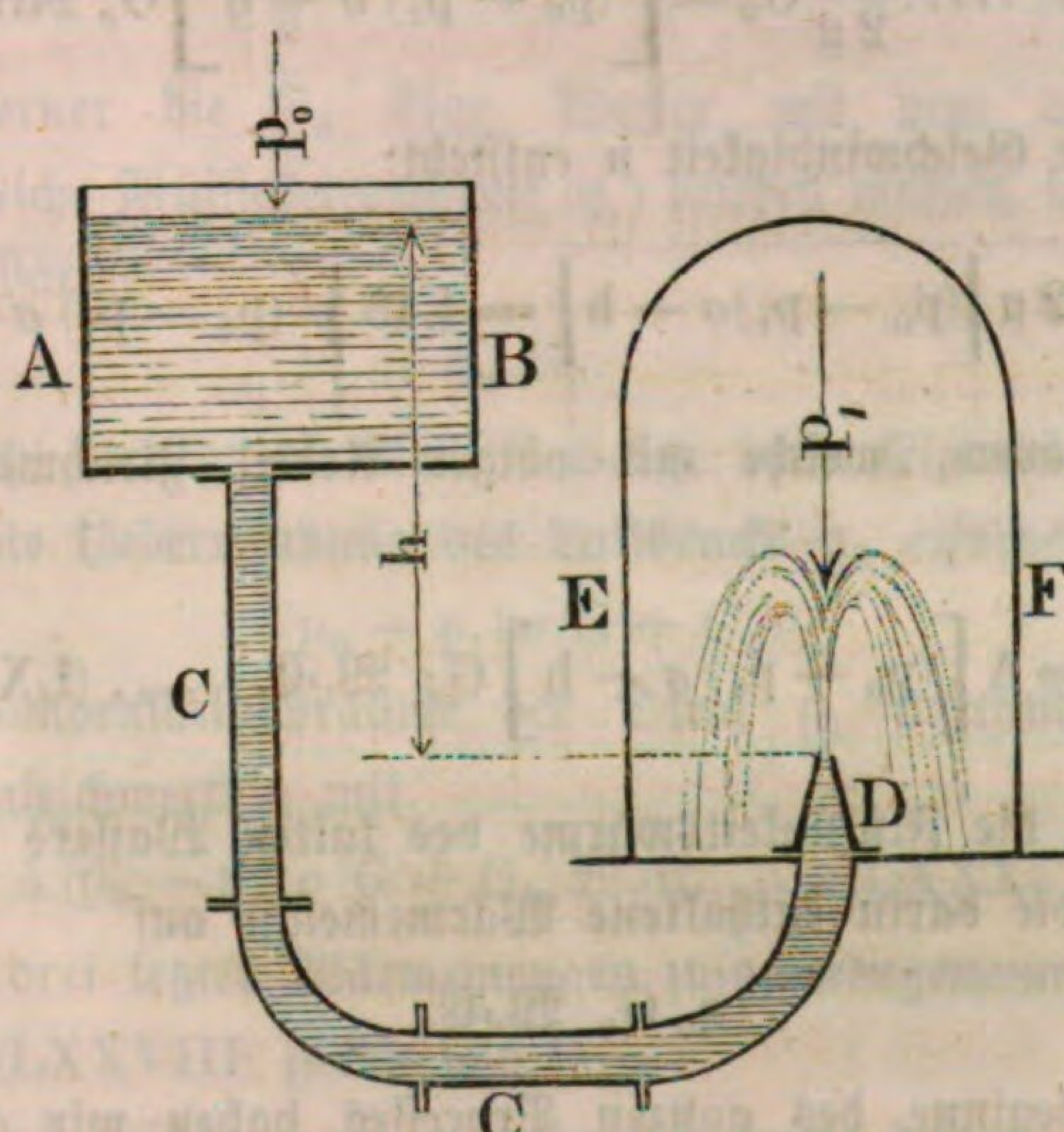
Bei den nachfolgenden Untersuchungen und Berechnungen werden wir von der einen oder andern dieser Formeln Gebrauch machen.

Suchen wir zunächst die erstere zu verwenden.

Der schnell ausströmende Dampf erzeugt bei der Ingangsetzung im Condensationsraum zunächst einen luftverdünnten

Raum; in Folge dessen wird durch den äußern Luftdruck kaltes Wasser aus dem Behälter Q in den Condensationsraum gedrückt, vorausgesetzt, daß dieser Behälter tiefer liege als der Condensationsraum. Fließt nun Wasser aus einem Behälter A B, Fig. 25, über dessen Oberfläche ein Druck von p_0 Kilogramm

Fig. 25.



pro □Mtr. herrscht, in einen andern Raum E F, in welchem der Druck p_1 pro □Mtr. vorhanden ist, ist ferner h der Abstand des Wasserspiegels im Gefäße von der Ausmündung des Rohres C D, so haben wir für die lebendige Kraft, welche z. B. G_0 Klgr. ausfließenden Wassers inne wohnen, den Ausdruck:

$$\frac{u^2}{2g} G_0 = \left[\frac{p_0 - p_1}{\gamma} + h\right] G_0 \text{*)}$$

wenn u die Geschwindigkeit des austretenden Wassers bezeichnet oder da bekanntlich $\frac{1}{\gamma} = \sigma$ ist:

*) Es ist dieses u nicht zu verwechseln mit dem u für das specifische Dampfvolumen.

$$\frac{u^2}{2g} G_0 = \left[(p_0 - p_1)\,\sigma + h \right] G_0.$$

Ist h negativ, wird also das Wasser gehoben, was nur der Fall sein kann, wenn $p_1 < p_0$ ist, so hat man natürlich:

$$\text{(LXXVI)} \ldots\ldots \frac{u^2}{2g} G_0 = \left[(p_0 - p_1)\,\sigma - h \right] G_0 \text{ Mtrklgr.}$$

Für die Geschwindigkeit u entsteht:

$$u = \sqrt{2g\left[(p_0 - p_1)\sigma - h\right]} = 4{,}43 \sqrt{(p_0 - p_1)\,\sigma - h}.$$

Die Wärme, welche mit obiger Arbeit gleichwerthig ist, beträgt:

$$A\,\frac{u^2}{2g} G_0 = A \left[(p_0 - p_1)\,\sigma - h \right] G_0 \text{ W.-E.} \ldots\ldots \text{(LXXVII).}$$

Ist nun die Flüssigkeitswärme des kalten Wassers $= q_0$, so beläuft sich die darin enthaltene Wärmemenge auf

$$q_0\, G_0 \text{ W.-E.}$$

Beim Beginne des ganzen Processes haben wir also über folgende Wärme zu verfügen:

$$G\,(q + r\,x - q_1) + G\,A\,\sigma\,(p - p_1) + A\left[(p_0 - p_1)\,\sigma - h\right] G_0$$
$$+ q_0\, G_0 \ldots\ldots \text{(LXXVIII).}$$

Diese Wärme verrichtet nun zunächst folgende Arbeiten: 1) Sie erwärmt das herbeiströmende kalte Wasser; 2) sie verleiht diesem eine gewisse Geschwindigkeit, so daß diese Wassermasse G_0 und die condensirte Dampfmasse G mit gleicher Geschwindigkeit durch die Oeffnung E strömen; 3) die Wassermasse $G_0 + G$ überwindet beim Eintritt in den Raum den Luftdruck, da ja dieser Raum durch die Röhre S mit der äußern Luft in Verbindung steht.

Es sei nun die Geschwindigkeit der Masse $G + G_0$ gleich u_1, so haben wir für die mechanische Arbeit derselben

$$\frac{u_1^2}{2\,g}(G + G_0)$$

und diese repräsentirt die Wärme:

$$A\,\frac{u_1^2}{2\,g}(G + G_0) \ldots\ldots (LXXIX).$$

Da ferner die G_0 Klgr. Wasser mit dem condensirten Dampfe gleiche Flüssigkeitswärme (q_1) besitzen müssen, so enthalten diese die Wärme:

$$q_1\,G_0.$$

Endlich beträgt die Arbeit, welche beim Eindringen in den Raum R die Ueberwindung des Luftdrucks q_0 erfordert,

$$(p_0 - p_1)\,\sigma(G + G_0)$$

weil im Condensationsraume der Druck p_1 stattfindet. Diese Arbeit ist gleichwerthig mit

$$A\,(p_0 - p_1)\,\sigma(G + G_0)\text{ W.-E.} \ldots\ldots (LXXX).$$

Diese drei letzten Wärmemengen zusammengenommen müssen der unter (LXXVIII) gleich sein.

Demnach würde man folgende Gleichung haben:

$$G\,(q + r\,x - q_1) + G\,A\,\sigma(p - p_1) + G_0\,A\left[(p - p_1)\,\sigma - h\right] + q_0 G_0$$
$$= A\,\frac{u_1^2}{2\,g}(G + G_0) + (q_1\,G_0) + A\,\sigma\,(p_0 - p_1)(G + G_0).$$

Hier hebt sich das Glied $A\,\sigma\,(p_0 - p_1)\,G_0$ auf der rechten Seite gegen das auf der linken und das Glied $A\,\sigma\,p_1\,G$ rechts gegen $A\,\sigma\,p_1\,G$ links, so daß wir haben:

$$G\,(q + r\,x - q_1) + G\,A\,\sigma(p - p_0) - G_0\,A\,h + q_0\,G_0$$
$$= A\,\frac{u_1^2}{2\,g}(G + G_0) + q_1\,G_0 \ldots\ldots (LXXXI).$$

Diese Gleichung enthält zwei Unbekannte, nämlich die Mischungswärme q_1 und die Geschwindigkeit u_1. Denken wir

uns, der Apparat speise denselben Kessel, aus welchem er den Dampf erhält, so muß die lebendige Kraft $\frac{u_1^2}{2g}(G + G_0)$ des bei R ausströmendes Wassers so groß sein, daß sie im Stande ist, die Wassermasse $G + G_0$ in den Kessel zu drücken. Nehmen wir an, der Condensationsraum D liege im Niveau des Kesselwassers, so hat man, da der Druck im Kessel $= p$ und der im Raume $R = p_0$ ist,

$$\frac{u_1^2}{2g}(G + G_0) = \sigma(p - p_0)(G + G_0),$$

denn die rechte Seite der Gleichung repräsentirt die Arbeit, welche zur Ueberwindung des Druckes $p - p_0$ erfordert wird, wenn man von allen Nebenhindernissen absieht. Demnach haben wir:

$$\text{(LXXXII)} \ldots\ldots u_1 = \sqrt{2g\sigma(p - p_0)} = 4{,}43\sqrt{\sigma(p - p_1)}$$

wo p und p_0 in Kilogrammen pro Quadratmeter gegeben sein müssen. Drückt man p und p_0 einfach in Atmosphären aus, so entsteht, da $\sigma = 0{,}001$ ist:

$$u_1 = 4{,}43\sqrt{10{,}334\,(p - p_0)} = 14{,}24\sqrt{p - p_0}$$

Der Nebenhindernisse wegen kann man setzen

$$u_1 = 14{,}67\sqrt{p - p_0}.$$

Und da stets $p_0 = 1$ ist, so ergibt sich:

$$u_1 = 14{,}67\sqrt{p - 1}\ \text{Mtr.} \ldots\ldots \text{LXXXIII}).$$

Setzen wir also $\frac{u_1^2}{2g}(G + G_0) = \sigma(p - p_0)(G + G_0)$, so geht Gleichung (LXXXI) über in:

$$G(q + rx - q_1) + GA\sigma(p - p_0) - G_0 A h + q_0 G_0$$
$$= A\sigma(p - p_0)(G + G_0) + q_1 G_0 \ldots\ldots \text{(LXXXX)}.$$

Diese Gleichung dürfte zu interessanten Betrachtungen Veranlassung geben. Wir können dieselbe zunächst als aus zwei Gleichungen bestehend denken, nämlich aus

$$G(q + rx - q_1) = (q_1 - q_0)\,G_0 \ldots\ldots (LXXXXI)$$

und aus

$$G\,A\,\sigma(p - p_0) - G_0\,A\,h = A\,\sigma(p - p_0)(G + G_0)$$

oder

$$0 = G_0\,A\,\sigma(p - p_0) + G_0\,A\,h = G_0\left[\sigma(p - p_0) + h\right] \ldots\ldots (LXXXXII).$$

Die erstere dieser Gleichungen würde uns sagen, daß die Wärme, welche G Klgr. Dampf und Wasser von der Temperatur t abgeben, wenn sie unter constantem Drucke p durch Abkühlung in Wasser auf die Temperatur t_1 erniedrigt oder vollständig in Wasser von der Temperatur t_1 verwandelt werden, hinreicht, um G_0 Klgr. Wasser von t_0 auf t_1 Grad zu erwärmen oder ihnen $(q_1 - q_0)\,G_1$ W.-E. mitzutheilen. Wäre dem aber so, so würden wir, wie aus der zweiten Gleichung erhellet, keine Wärme oder mechanische Arbeit übrig behalten, um die Wassermasse G_0 anzusaugen und in den Kessel zu drücken. Denn der Ausdruck auf der rechten Seite dieser Gleichung enthält die Wärme oder die gleichwerthige mechanische Arbeit, welche das zu hebende und das in den Kessel einzudrückende Wasser (G_0) erfordert. Wird also das Verhältniß $\frac{G}{G_0}$ und werden die Werthe q und x sowie q_0 als bekannt vorausgesetzt, so müssen wir hiernach q_1 aus der ersten Gleichung zu groß finden, und zwar muß der Werth, um welchen wir q_1 zu groß finden, derjenigen Wärme oder der gleichwerthigen mechanischen Arbeit gleich sein, welche zum Ansaugen der Wassermasse G_0 auf die Höhe h und zum Hineinfördern dieser Masse in den Kessel dient. Daraus dürfte aber unzweideutig hervorgehen, daß bei unserm Apparate während des Processes ein Theil der Molekulararbeit des Dampfes in äußere Arbeit umgesetzt wird.

Wie bemerkt, können wir uns über die merkwürdige Erscheinung an diesem Apparate nur dann genügende Rechenschaft

geben, wenn wir diesen Satz als richtig annehmen. Daß aber nun eine sehr geringe Wärme schon hinreicht, jene Hebung des Wassers zu bewerkstelligen, soll nunmehr an einem praktischen Beispiele gezeigt werden; es dürfte dies aber auch schon aus dem Umstande hervorgehen, daß eine Wärme-Einheit schon hinreicht, eine mechanische Arbeit von 424 Mtrklgr. zu leisten.

Bei einem Versuche des französischen Ingenieurs Villiers betrug die Höhe h, auf welche der Injector das Wasser ansaugen mußte, 4 Mtr., der Dampfdruck (p) im Kessel betrug $4\frac{1}{4}$ Atm., was einer Temperatur (t) von 146,19° und einer Flüssigkeitswärme (q) von 147,55 W.-E. aber einer Verdampfungswärme (r) von 503,54 W.-E. entspricht. Der den Injector speisende Dampf führte circa 7% Wasser mit sich; es war also $x = 1 - 0{,}07 = 0{,}93$, demnach $r\,x = 503{,}54 \times 0{,}93 = 468{,}29$. Die Temperatur t_0 des angesaugten Wassers belief sich auf 23,5°, demnach ist $q_0 = 23{,}51$; endlich betrug die Wärme des ausströmenden Wassers (die Mischungswärme von Dampf und Wasser) $t_1 = 60{,}5°$, es war also $q_1 = 60{,}64$. Substituiren wir vorstehende Zahlen in die erste der oben aufgestellten Gleichungen, so entsteht für das Verhältniß $\frac{G_0}{G}$ zwischen dem angesaugten Wasser (G_0) und dem verbrauchten Dampfe (G)

$$\frac{G_0}{G} = \frac{147{,}55 + 468{,}29 - 60{,}64}{60{,}64 - 23{,}51} = 14{,}95.$$

Wenn also keine mechanische Arbeit zum Ansaugen des Wassers und zum Hineindrücken desselben in den Kessel nothwendig gewesen wäre, so hätte unter den angegebenen Umständen der Apparat 14,95mal so viel kaltes Wasser fördern können, als Dampf zur Speisung desselben nothwendig war. Nun ist aber allerdings zu jenem Ansaugen und Hineindrücken des Wassers Arbeit verwendet worden und demnach hat auch jenes Verhältniß ein kleineres sein müssen; und umgekehrt wäre

dies Verhältniß das richtige gewesen, so hätte man die Flüssigkeitswärme q_1 etwas niedriger finden müssen. Die zweite Gleichung sagt uns, um wie viel, nämlich um:

$$A\left[h + \sigma(p - p_0)\right] \text{ W.-E.}$$

Da nun $h = 4$, $\sigma = 0{,}001$, $p = 10334 \cdot 4^1/_4$ und $p_0 = 10334$ ist, so hat man

$$\frac{1}{424}\left[4 + 10{,}334(4{,}25 - 1)\right] = 0{,}089 \text{ W.-E. pro Klgr.}$$

Davon sind $\frac{1}{424} \cdot 4 = 0{,}01$ circa pro Kilogr. zum Ansaugen des Wassers, also 0,079 zum Eindrücken desselben in den Kessel verwandt worden. Man sieht, diese Wärme ist so unbedeutend, daß sie nur durch besonders construirte Thermometer wahrgenommen werden kann. Es kommt dies aber, wie schon bemerkt, daher, daß 1 W.-E. schon die bedeutende Arbeit von 424 Meterkilogramm repräsentirt, daß also schon ein kleiner Verlust an Molekulararbeit eine ganz bedeutende äußere Arbeit hervorzubringen vermag (Seite 4). Aus diesem Grunde können wir denn in Fällen der Praxis die erste Gleichung recht wohl zur Bestimmung von $\frac{G_0}{G}$ benutzen, wenn t, t_1 und t_0 bekannt sind, andererseits aber auch zur Bestimmung von t_1 aus t, t_0 und $\frac{G_0}{G}$.

Aus der Gleichung

$$G(q + rx - q_1) = G_0(q_1 - q_0)$$

Seite 177, folgt:

$$G(q + rx) + G_0 q_0 = G_0 q_1 + G q_1.$$

Also

$$q_1 = \frac{G(q + rx) + G_0 q_0}{G_0 + G}.$$

Statt $q + rx$ können wir die Gesammtwärme (W), welche in 1 Klgr. Dampf von der Temperatur (t) enthalten ist, setzen.

Da ferner q_0 so wie q_1 nicht hoch sein dürfen (q_0 ist z. B. durchschnittlich 15° und q_1 darf vielleicht höchstens 60° genommen werden), so kann man statt dieser Flüssigkeitswärmen auch die Temperaturen selbst setzen. Man erhält dann:

$$t_1 = \frac{G \,.\, W + G_0 t_0}{G_0 + G} \ldots\ldots (LXXXXIII).$$

wo $W = 606{,}5 + 0{,}305\, t$ zu setzen ist. Es ist auch hieraus:

$$\frac{G_0}{G} = \frac{W - t_1}{t_1 - t_0} \ldots\ldots (LXXXXIV).$$

Hiernach erhält man also die Temperatur des Mischungsgewichtes von Dampf und Flüssigkeit. Diese Formel hätte man aber auch direkt ableiten können, wenn man allein die frühern Ansichten über die Erscheinungen an dem Apparate als die richtigen angenommen hätte.

Bevor wir zu weitern Berechnungen über die Dimensionen des Apparates übergehen, wollen wir hier noch eine Frage erledigen, die von praktischem Interesse ist, die nämlich, ob in ökonomischer Beziehung einer gewöhnlichen Speisepumpe oder dem Injector der Vorzug eingeräumt werden müsse.

Wir haben oben angenommen, der Injector erfordere pro Sekunde G Klgr. Dampf von der Temperatur t. Zur Erzeugung dieses Dampfes aus Wasser von t° sind, wenn in je 1 Klgr. desselben nur x Kilogr. reiner Dampf enthalten sind: $G r x$ W.-E. erforderlich. Nun drückt der Injector pro Secunde $G_0 + G$ Klgr. Wasser von t_1 Grad in den Kessel, in welchem dasselbe auf t Grad erwärmt wird; das erfordert die Wärme $(G_0 + G)(q - q_1)$ W.-E. Die ganze Wärme also, welche der Apparat pro Secunde vom Feuer aufnehmen muß, ist:

$$Q = G r x + (G_0 + G)(q - q_1) \ldots\ldots (LXXXXV).$$

Nun ergab sich uns Seite 176 aber die allgemeine Gl.

$$G_0 (q_1 - q_0) + G_0 A \left[\sigma (p - p_1) + h\right] = G (q + r x - q_1)$$

oder

$$G_0 A\left[\sigma(p-p_1)+h\right]-G_0 q_0 = G r x + G(q-q_1) - G_0 q_1$$

und wenn man auf beiden Seiten $G_0 q$ addirt:

$$G_0(q-q_0) + G_0 A\left[\sigma(p-p_1)+h\right] = G r x + (G+G_0)(q-q_1).$$

Aus dieser Gleichung und Gl. (LXXXXV) folgt:

$$Q = G_0(q-q_0) + G_0 A\left[\sigma(p-p_0)+h\right] \ldots\ldots (LXXXXVI).$$

Das erste Glied rechts bezeichnet die Wärme, welche G_0 Klgr. Wasser erfordern, um von t_0 auf t d. h. auf die Kesseltemperatur erwärmt zu werden, das zweite Glied aber enthält die Wärme, welche zum Ansaugen von G_0 Klgr. Wasser auf die Höhe h und zum Hineindrücken dieser Masse in den Dampfkessel erforderlich ist. Demnach hängt die zur Thätigkeit des Injectors erforderliche Wärme allein von diesen Größen ab, ist dagegen von der Dampfmenge G die der Apparat bebeansprucht, vollständig unabhängig. Es ist dies auch klar, wenn man bedenkt, daß die Wärmemenge, welche der Injector zu seinem Betriebe erfordert, dem Kessel stets wieder zugeführt wird. Gebraucht derselbe viel Dampf oder Dampf von hoher Spannung, so kann er auch mehr Wasser fördern, aber immer ist die Wärme, welche zur Erzeugung dieser größern Dampfmenge oder zur Erzeugung der höhern Dampfspannung dient, dem Kessel wieder zuzuführen. Dabei wird freilich von allen Wärmeverlusten, die der Injector durch Leitung, Ausstrahlung und Dampfverlust erleidet, abgesehen. Erwägt man noch, daß das zweite Glied rechts in obiger Gleichung fast verschwindend klein ist gegen das erste Glied, so kann man auch schreiben:

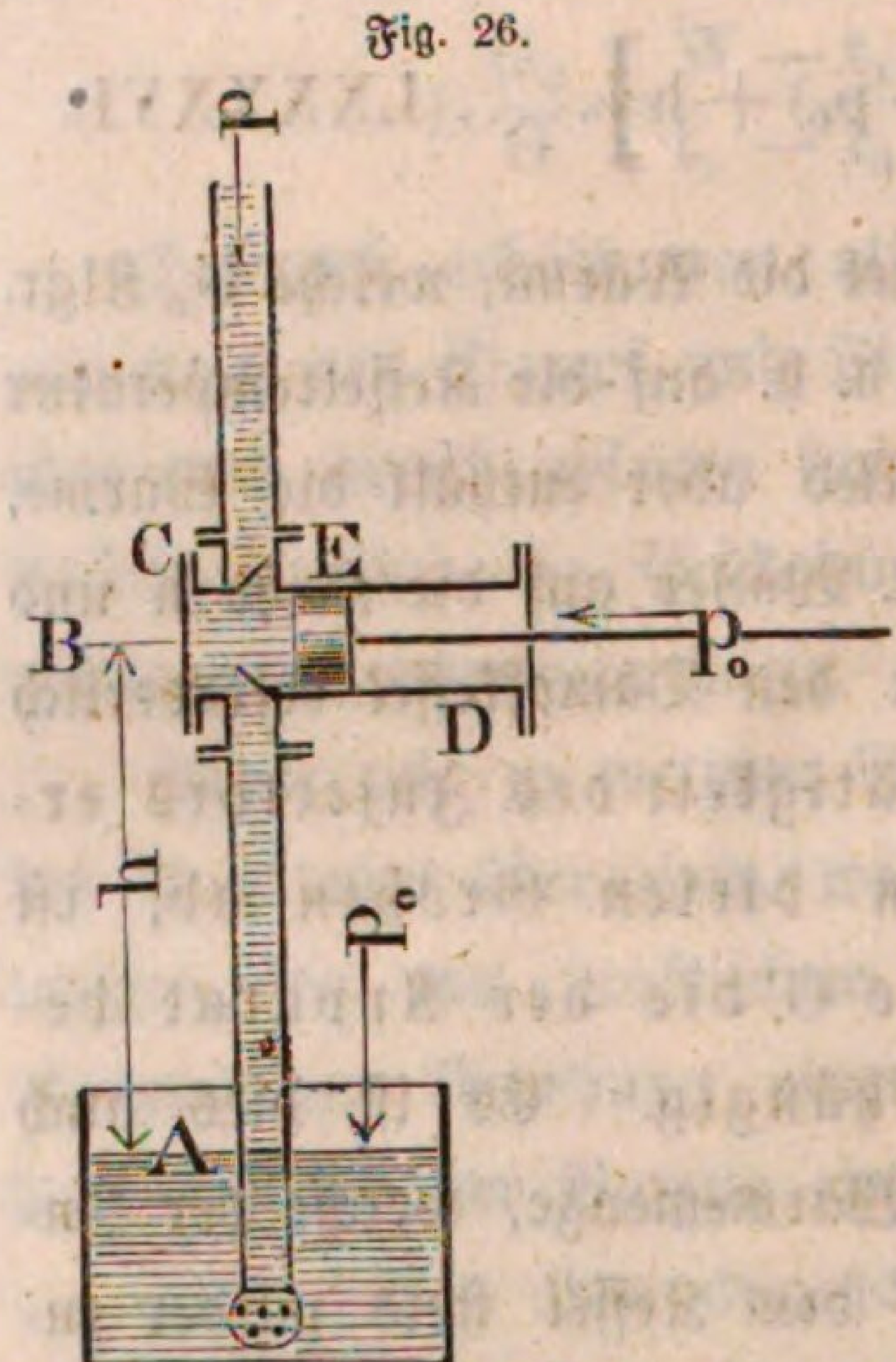
$$Q = G_0(q-q_0) \ldots\ldots (LXXXXVII).$$

Es ist also hiernach die zur Thätigkeit des Injectors erforderliche Wärme um so größer, je mehr Wasser derselbe in den

Kessel fördert oder je mehr Wasser oder Dampf die Dampfmaschine pro Secunde gebraucht, je höher die Temperatur im Kessel und je niedriger diejenige des Speisewassers ist. Ganz dasselbe erhalten wir nun aber für eine gewöhnliche Speisepumpe.

Denken wir uns die Pumpe, Fig. 26, habe das kalte Wasser zuerst auf die Höhe h anzusaugen; die dazu erforderliche Arbeit beträgt dann

Fig. 26.



$$G_0 h \text{ Mtrklgr.}$$

Diese angesaugte Wassermasse soll nun in den Kessel gedrückt werden, wo der Druck p herrscht. Dazu ist die Arbeit erforderlich

$$G_0 p \sigma - G_0 p_0 \sigma = G_0 \sigma (p - p_0).$$

Macht also die Pumpe pro Secunde einen Hin- und Hergang (ein Spiel), so fördert sie auch pro Secunde G_0 Kilogr. Wasser von der Temperatur $t_0{}^0$ in den Kessel und die dazu nothwendige Arbeit beläuft sich auf

$$G_0 h + G_0 \sigma (p - p_0)$$

in W.-E. auf

$$A G_0 \left[\sigma (p - p_0) + h\right]$$

also auf dieselbe Zahl, die vorhin nach Gl. (LXXXXVI) zu gleichem Zwecke der Injector gebrauchte. Im Kessel selbst sind nun die G_0 Klgr. Wasser von t_0 Grad auf t Grad zu erwärmen und dazu bedürfen wir

$$G_0 (q - q_0) \text{ W.-E.}$$

Die Gesammtwärme zum Betriebe der gewöhnlichen Pumpe ist also derjenigen zum Betriebe des Injectors vollkommen gleich. In theoretischer Beziehung verdient also der eine Speise-

Apparat vor dem andern keinen Vorzug*). Berücksichtigt man nun aber, daß die Reibungswiderstände bei einer Pumpe wohl ungleich größer sind als beim Injector, so muß man allerdings letzterm den Vorzug einräumen. Nicht so ist es, wenn diese Maschinen allein zur Hebung des Wassers benutzt werden sollen, worauf wir alsbald zurückkommen werden.

Was nun die Saughöhe h anbelangt, so ist dieselbe, wie die Erfahrungen dargethan haben, bei der Ingangsetzung des Injectors ungleich kleiner, als dann, wenn derselbe in gehöriger Thätigkeit ist. Es dürfte dies etwa in Folgendem seine Erklärung finden. Wird der Apparat in Thätigkeit gesetzt, so ist im Condensationsraume D D, Fig. 24, Luft von atmosphärischer Spannung vorhanden. Der aus C mit großer Geschwindigkeit ausströmende Dampf reißt insbesondere die in der Nähe der Mündung befindlichen Lufttheilchen mit fort und erzeugt auf diese Weise einen ziemlich luftverdünnten Raum; dagegen findet auch in Folge dessen eine schnelle Verdampfung der im Dampfe schwebenden oder derjenigen Wassertheilchen statt, die etwa im Condensationsraume zurückgeblieben sind, kurz, es mischt sich Dampf mit der verdünnten Luft und beide zusammen üben nun einen größern Druck aus, als dies die verdünnte Luft für sich allein thun würde. Ist aber einmal der Apparat in Thätigkeit, so wird jener Dampf durch das herbeiströmende kalte Wasser condensirt. Zwar mischt sich auch jetzt Dampf mit der verdünnten Luft, aber solcher, dessen Spannung nur von der Temperatur des entstandenen Gemisches aus Dampf und Wasser abhängt.

Nach den Beobachtungen des französischen Ingenieurs Villiers in St. Etienne ergaben sich zwischen den Dampfspannungen im Kessel und den Saughöhen beim Anlassen des Apparates folgende Resultate:

*) Die vorstehenden interessanten Untersuchungen verdanken wir besonders Zeuner.

Es betrug bei (p) =

2; 2,5; 3; 3,5; 4; 4,5 Atm.

die Saughöhe (h) =

1,4; 2,0; 2,47; 2,8; 3; 3,1 Mtr.

War der Apparat einmal in Thätigkeit, so erhielt man für die größten Saughöhen bei denselben Spannungen:

3,14; 4; 4,49; 4,74; 4,99; 4,99 Mtr.

Man sieht, daß sowohl bei der Ingangsetzung wie bei der normalen Thätigkeit des Apparates über eine gewisse Dampfspannung hinaus, keine weitere Steigerung der Saughöhe zu erzielen ist.

Die Resultate, welche E. Beuther an einer Dampfstrahlpumpe erhielt, die zur Förderung des Speisewassers in die Vorwärmer einer Eisenbahnstation diente, stimmen mit den obigen ziemlich gut überein. Nach diesem betrug, bei einer Dampfspannung (p) von

2 $2^1/_2$ 3 Atm.

die Saughöhe (h) bei der Ingangsetzung:

1,32 1,88 2,35 Mtr.

war dagegen der Apparat einmal in Function, so hatte man für h:

3,45; 3,69; 4,4 Mtr.

Den ersten Beobachtungsresultaten entspricht für die Ingangsetzung des Apparates mit ziemlicher Genauigkeit folgende empirische Formel:

$$\text{(LXXXXIX)} \ldots\ldots h = -1{,}124 + 1{,}46\,x - 0{,}1\,x^2,$$

wo x in Atm. auszudrücken ist.

Für 3 Atm. erhält man hiernach

$$h = -1{,}124 + 1{,}46 \,.\, 3 - 0{,}1 \,.\, 9 = 2{,}356 \text{ Mtr.}$$

Bei einer guten Speisung des Kessels dürfen diese Maximalwerthe nicht erreicht werden, weil sonst das angesaugte Wasser nur mit sehr geringer Geschwindigkeit in den Condensationsraum

tritt, also möglicherweise weniger Wasser in denselben gefördert wird, als zur Speisung des Kessels nothwendig ist. Im Durchschnitt läßt man das Wasser mit etwa dem 10. bis 20. Theile derjenigen Geschwindigkeit einströmen, die das Wasser in E besitzt. Bezeichnen wir also die Geschwindigkeit in der Saugröhre mit u, Seite 173, so haben wir

$$u = \frac{1}{10} \text{ bis } \frac{1}{20}\, u_1.$$

Hiernach ist dann auch der Querschnitt F_2 der Saugröhre 10 bis 20 mal so groß zu machen, als der bei E. Ist letzterer also $= F_1$, so entsteht $F_2 = 10\,F_1$ bis $20\,F_1$. Bezeichnen wir endlich den Durchmesser der erstern Röhre mit d_2, den der andern mit d_1, so ergibt sich:

$$\frac{\pi\, d_2^{\,2}}{4} = 10\,\frac{\pi\, d_1^{\,2}}{4} \text{ bis } 20\,\frac{\pi\, d_1^{\,2}}{4}$$

$$\text{oder } \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^2 = 10 \text{ bis } 20.$$

Kennen wir hiernach die Geschwindigkeit u, mit welcher das Wasser in den Condensationsraum tritt, so läßt sich auch der Druck (p_1) daselbst berechnen, sobald die Saughöhe (h) gegeben ist. Man hat nämlich nach Seite 174 Gl. (LXXVII)

$$\frac{u^2}{2g} = p_0\,\sigma - p_1\,\sigma - h$$

oder

$$p_1 = p_0 - \frac{h}{\sigma} - \frac{u^2}{2g\sigma} \ldots\ldots (C).$$

Hierbei ist p_1 und p_0 in Kilogr. pro □Mtr. anzugeben. Werden beide Werthe in Atmosphären angegeben und bedenkt man, daß $\sigma = 0{,}001$ ist, so ergibt sich

$$p_1 = \frac{10334 - 1000\,h - 51\,u^2}{10334}$$

oder

$$(CI) \ldots\ldots p_1 = 1 - 0{,}097\,h - 0{,}005\,u^2.$$

Ist also z. B. die Saughöhe $h = 1{,}3$ Mtr. und $u = 3$ Mtr., so beträgt der Druck (p_1) im Condensationsraume:

$p_1 = 1 - 0{,}097 \,.\, 1{,}3 - 0{,}005 \,.\, 9 = 1 - 0{,}1711 = 0{,}83$ Atmosph.

Sobald nun der Druck im Condensationsraume (p_1) bekannt ist, ergibt sich auch nach Seite 151 die Ausflußgeschwindigkeit w des Dampfes

$$w = 4{,}43 \sqrt{\frac{m\,p\,v}{m-1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right]} \text{ Mtr.} \ldots\ldots \text{(CII).}$$

Ist der ausströmende Dampf reiner gesättigter Dampf, ohne Beimischung von Wasser, so ist bekanntlich $m = 1{,}135$ und die Formel geht nach Seite 152 über in:

$$w = 1305{,}83 \sqrt{p\,v\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right]} \ldots\ldots \text{(CIII).}$$

enthält derselbe aber 10% Wasser beigemischt, so beträgt $m = 1{,}125$ und man hat nach derselben Seite

$$w = 1351 \sqrt{p\,v\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right]} \ldots\ldots \text{(CIV).}$$

Des Widerstandes wegen in der Zuströmungsröhre ist zu setzen:

$$w = 1324{,}5 \sqrt{p\,v\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right]} \ldots\ldots \text{(CV)}$$

wo $1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}$ aus Tabelle IV zu entnehmen ist.

Da man nun für eine zu erbauende oder für eine schon bestehende Dampfmaschine von gegebener Leistung das pro Secunde verbrauchte Dampfgewicht berechnen oder durch Versuche ermitteln kann, so ist damit auch dasjenige Dampfgewicht bestimmt, welches der Injector zu seiner Thätigkeit erfordert, da dies leicht aus Gl. (LXXXXIV) abgeleitet werden kann, wenn man die Temperatur festsetzt, mit welcher das Gemisch aus kaltem Wasser und condensirtem Dampfe dem Kessel zugeführt werden soll, und

wenn man ferner die Temperatur des Injectionswassers kennt. Bezeichnen wir also die Dampfmenge (in Kilogrammen), welche der Injector pro Secunde erfordert mit G, ist ferner das spec. Dampfvolumen im Kessel = v, so hat man nach Seite 153 für die Größe (F_1) der Oeffnung C an der Dampfzuleitungsröhre:

$$F_1 = \frac{G\,v}{w} \cdot \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{m}} = \frac{G\,v}{w} : \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{m}}.$$

Der Durchmesser d_1 für diese Oeffnung ist dann:

$$d_1 = \sqrt{\frac{4\,F_1}{\pi}} = 1{,}129 \sqrt{F_1}.$$

Beispiel.

Bei einem Giffard'schen Injector betrage die Dampfspannung (p) im Kessel 5 Atm., die Saughöhe h = 1,75 Mtr., der Condensationsraum liege mit dem Kesselwasser in derselben horizontalen Ebene, die Dampfmaschine, welche der Injector speisen soll, möge pro Minute 7,5 Klgr. Dampf beanspruchen (Seite 114); welchen Querschnitt hat man der Mündung C des Dampfrohrs, welchen dem Saugrohre F und der Röhre E zu geben, wenn das angesaugte Wasser eine Temperatur von 15° und das Gemisch von Wasser und condensirtem Dampf eine solche von 40° besitzen soll?

Die Geschwindigkeit u_1 mit welcher das Wasser durch E strömt, ist (Gl. LXXXIII):

$$u_1 = 14{,}67 \sqrt{p-1} = 14{,}67 \sqrt{4} = 29{,}34 \text{ Mtr.}$$

Da die Maschine pro Minute 7,5 also pro Secunde $\frac{7{,}5}{60}$ = 0,125 Klgr. Speisewasser erfordert, da ferner das Gemisch aus Wasser und Dampf eine Temperatur von 40° besitzen soll, so hat man nach Gl. (LXXXIV)

$$\frac{G_0}{G} = \frac{0{,}125}{G} = \frac{W-40}{40-15}.$$

Nun ist $W = 606{,}5 + 0{,}305\,t$ und t bei 5 Atm. $= 152{,}22$, mithin $W = 650{,}93$; daher

$$\frac{0{,}125}{G} = \frac{650{,}93 - 40}{25} = 24{,}44$$

mithin das pro Secunde zur Speisung des Injectors dienende Dampfgewicht:

$$G = \frac{0{,}125}{24{,}44} = 0{,}00512 \text{ Klgr.}$$

Demnach strömen pro Secunde durch die Oeffnung bei E: $0{,}125 + 0{,}00512 = 0{,}130$ Kilogr. Wasser von 40^0. Da 1 Klgr. den Raum von 0,001 Kbkm. einnimmt, so nehmen jene den Raum 0,000130 Kbkm. ein. Bezeichnen wir also die Fläche jener Oeffnung mit F, so haben wir:

$$F\,u_1 = 0{,}000130.$$

Da $u_1 = 29{,}34$ ist, so entsteht:

$$F = 0{,}00000443 \; \square\text{Mtr.}$$

Ist d der Durchmesser der Oeffnung, so ergibt sich:

$$\frac{\pi\,d^2}{4} = 0{,}785\,d^2 = 0{,}00000443$$

$$d = \sqrt{0{,}00000564} = 0{,}0024 \text{ Mtr.} = 2{,}4 \text{ Millimeter.}$$

Nimmt man den Durchmesser der Saugröhre 5 mal größer, so würde man für diesen erhalten

$$d_2 = 12{,}0 \text{ Mllmtr.}$$

Ist also $d_2 = 5\,d$, so fließt das Wasser in der Saugröhre 25 mal langsamer als bei E, mithin mit einer Geschwindigkeit von $\frac{29{,}34}{25} = 1{,}174$ Meter. Hiernach beträgt der Druck p_1 im Condensationsraume nach Gl. (CI)

$$p_1 = 1 - 0{,}097 \,.\, 1{,}75 - 0{,}005 \,.\, (1{,}174)^2$$

wofür wohl des Widerstandes in der Saugröhre wegen, richtiger gesetzt wird

$$p_1 = 1 - 0{,}097 \,.\, 1{,}75 - 0{,}01 \,.\, (1{,}174)^2.$$

Hieraus ist: $p_1 = 1 - 0{,}183 = 0{,}817$ Atm. $= 0{,}82$ in runder Zahl. Nunmehr können wir die Geschw. w berechnen, mit welcher der Dampf aus C tritt. Enthält derselbe 10% Wasser, so haben wir nach Gl. CV, Seite 186:

$$w = 1324{,}5 \sqrt{p\,v\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}\right]}$$

Da $v = x\,u + \sigma = 0{,}90 \,.\, 0{,}363 + 0{,}001 = 0{,}328$ und $\frac{p_1}{p} = \frac{0{,}82}{5} = 0{,}164$ ist, so findet man aus Tabelle IV für $1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}} = 0{,}1728$, mithin $w = 1324{,}5 \sqrt{5 \,.\, 0{,}328 \,.\, 0{,}1728} =$ 705,96 Meter. Der Querschnitt F_1 der Oeffnung C findet sich jetzt:

$$F_1 = \frac{0{,}00512 \,.\, 0{,}328}{705{,}96} : 0{,}1821 \text{ (Seite 187)} = 0{,}0000131 \text{ und}$$

$$d_1 = 1{,}129 \sqrt{F_1} = 1{,}129 \,.\, 0{,}00362 = 0{,}00409 \text{ Mtr.} = 4{,}09 \text{ Mllm.}$$

Anmerkung. Wenn nun auch, wie oben, Seite 183, hervorgehoben wurde, der Giffard'sche Injector ein sehr zweckmäßiger Speiseapparat für Dampfkessel ist und ihm als solchem der Vorzug vor den gewöhnlichen Pumpen gebührt, so ist dies doch keineswegs der Fall, wenn man den Apparat allein zur Hebung von Wasser benutzen will. Der aus der Oeffnung C, Fig. 24, tretende Dampf hat eine weit größere Geschwindigkeit, als das Wasser in E. Die condensirten Dampftheilchen müssen demnach plötzlich diese größere Geschwindigkeit in eine kleinere umändern; dadurch entsteht ein Stoß, der einen großen Theil der lebendigen Kraft des Dampfes vernichtet und nichts zu dessen nützlicher

Arbeit beitragen kann. Diese Stoßwirkung setzt sich freilich in Wärme um; da es aber im vorliegenden Falle allein auf äußere Arbeitsverrichtung ankommt, so hat dieselbe keinen Werth. Die Anwendung des Dampfes für den vorliegenden Fall würde wohl ebenso unzweckmäßig sein, als wollte man den Dampf zur Bewegung eines Stoß- oder Reactionsrades benutzen.

Zehnter Abschnitt.

Von den überhitzten Dämpfen.

Was wir unter überhitzten Dämpfen verstehen, ist Seite 9 u. flgdn. ziemlich ausführlich erörtert worden. Von den gesättigten Dämpfen haben wir nun gehört, daß sie anderen Gesetzen unterworfen seien, als die permanenten Gase; es entsteht jetzt die Frage: ist dies auch mit den überhitzten oder ungesättigten Dämpfen der Fall? Diese Frage kann zum Theil bejaht werden; wenigstens zeigen die überhitzten Dämpfe in der Nähe ihres sogenannten Sättigungspunktes, d. h. in der Nähe des Punktes, wo sie in gesättigte Dämpfe übergehen, ein ziemlich abweichendes Verhalten von den permanenten Gasen. Erst wenn sie sich ziemlich weit vom Sättigungspunkte entfernt haben, sind ihre Eigenschaften denen der Luft oder anderer permanenter Gase fast vollständig gleich. Bei der Luft haben wir z. B. gehört, daß sie sich bei constantem Drucke für jeden Grad Temperaturerhöhung um 0,00366 ihres Raumes ausdehne, dagegen soll sich gesättigter Dampf, der vom Wasser getrennt ist, wenn er unter constantem Drucke von 100 bis 110° erwärmt wird, 5mal so stark ausdehnen, als die Luft; bei einer

weitern Erwärmung auf 115,6; 126,5 und 186,1° soll dagegen die Zunahme seiner Ausdehnung noch beziehungsweise das 4-, 3- und 2fache betragen. Es geht also hieraus hervor, daß erst weit vom Sättigungspunkte das Verhalten der überhitzten Dämpfe denen der Gase gleich ist. Sobald diese Gleichheit erreicht ist, wird auch die Gleichförmigkeit in der Ausdehnung stattfinden, die wir bei den Gasen kennen gelernt haben und die dort aufgestellten Formeln werden dann auch auf diese Anwendung finden.

Jenes abweichende Verhalten der gesättigten und derjenigen überhitzten Dämpfe, die sich in der Nähe ihres Sättigungspunktes befinden, dürfte nur durch den Umstand erklärt werden können, daß sich bei diesen Dämpfen die einzelnen Moleküle noch ungleich stärker anziehen, als bei den permanenten Gasen, daß aber diese Anziehung um so mehr abnimmt, je mehr die Dämpfe überhitzt werden oder je weiter sie sich von dem Zustande der Sättigung entfernt haben. Dehnt sich also überhitzter Dampf bei gleichbleibender Temperatur aus, so wird die zugeführte Wärme der äußern Arbeitsverrichtung nicht gleich sein, wie dies bei der Luft der Fall war (Erster Theil, Seite 77), vielmehr wird man auch Wärme nothwendig haben, um die Moleküle in eine größere gegenseitige Entfernung zu bringen oder um ihre Anziehung zu verringern; und wird diese Wärme nicht zugeführt, so kann die Temperatur nicht constant bleiben, sondern die zu jener innern Arbeitsleistung erforderliche Wärme muß vom Dampfe selbst genommen werden.

Erläuterung über gesättigte und überhitzte Dämpfe durch Zeichnung.

Es bezeichne O A, Fig. 27 (folgende Seite) beispielsweise das Volumen (s) von einem Kilogramm gesättigten Dampfes von 100°, A B die zugehörige Spannung von 1 Atm. Alsdann ist

bekanntlich B ein Punkt in einer Curve constanter Dampfgewichte. Ist $D_1 D_1$ diese Curve, so hat man für das Volumen

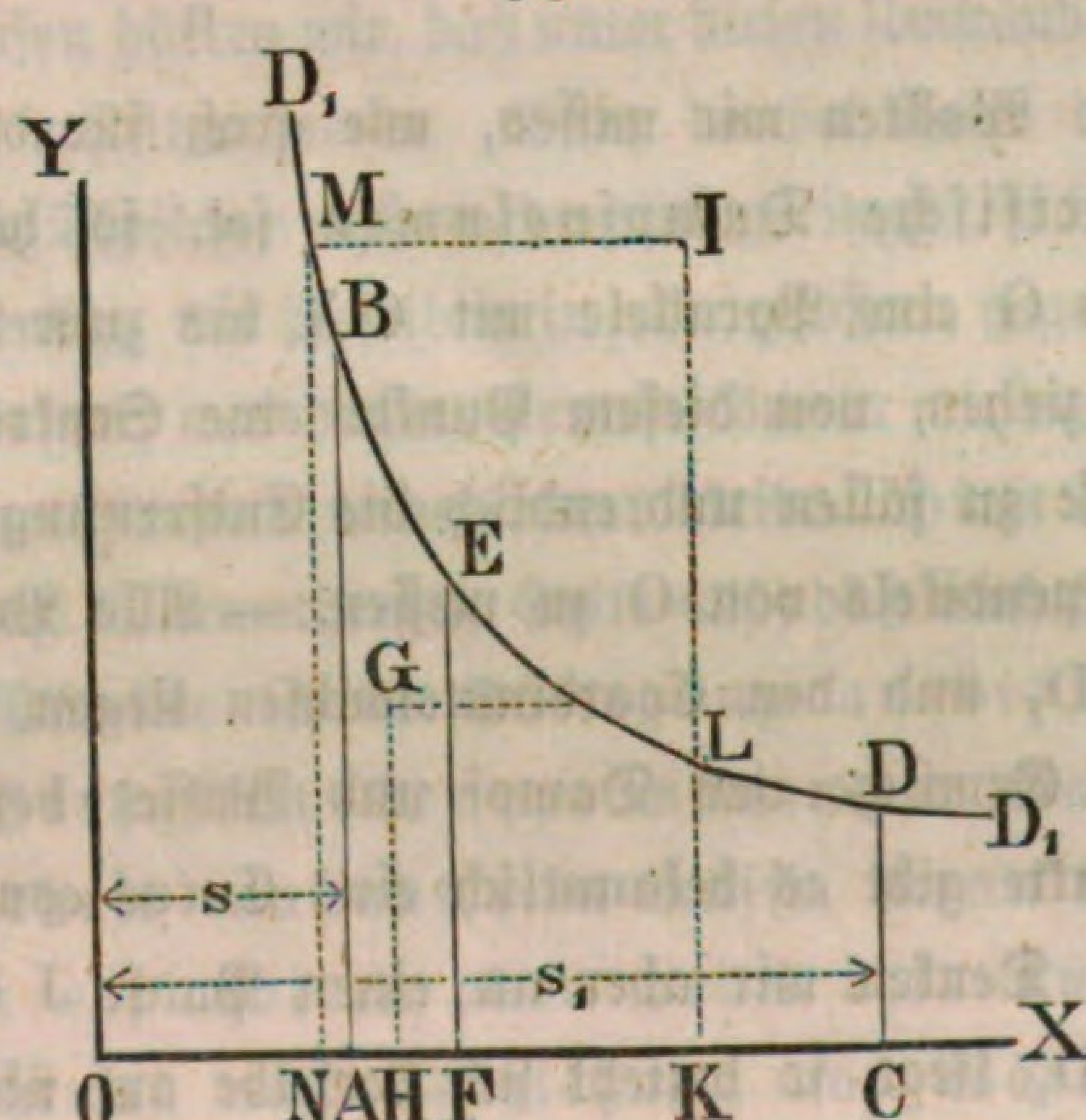
$$OA = s = u + \sigma \text{ Kbkm.}$$

Bezeichnet OC das Volumen des Dampfes für eine kleinere Temperatur und CD die zugehörige Spannung, so ist D ebenfalls ein Punkt jener Curve und es ist:

$$OC = s_1 = u_1 + \sigma.$$

U. s. f. Denkt man sich also von irgend einem Punkte E der Curve $D_1 D_1$ ein Perpendickel EF auf die Abscissenachse OX gefällt und mißt man dieses Perpendickel auf dem Maßstabe ab, nach welchem die Ordinaten für die Curve $D_1 D_1$ abgetragen wurden, so erhält man die Spannung des gesättigten Dampfes für irgend eine Temperatur; letztere kann man dann aus Tabelle II direkt entnehmen oder nach der Magnus'schen Formel, Seite 18, berechnen. Indem man ferner die Abscisse OF ebenfalls in den Zirkel nimmt und deren Länge nach dem Maßstabe bestimmt, nach welchem die Abscissen für $D_1 D_1$ aufgetragen wurden, so ergibt sich das zu jener Spannung und Temperatur gehörige specifische Volumen.

Fig. 27.



Denken wir uns nun einen Punkt G, der zwischen der Curve $D_1 D_1$ und den Ordinatenachsen liegt, so entspricht derselbe einem Gemische von Dampf und Flüssigkeit. Die Senkrechte GH gibt uns den zugehörigen Druck an, dagegen bezeichnet

OH nicht das specifische Dampfvolumen, sondern das specifische Volumen des Gemisches von Wasser und Dampf, was wir dargestellt haben durch die Gl.

$$v = x u + \sigma.$$

Da wir GH in derselben Weise bestimmen können, wie vorhin EF, da ferner für jede Spannung auch der Werth von u bekannt ist, und da wir endlich OH nach dem Maßstabe abmessen können, nach welchem die Abscissen aufgetragen wurden, also v bestimmen können, so ist auch x bekannt, denn man hat:

$$x = \frac{v - \sigma}{u}.$$

Wollten wir wissen, wie groß für die Spannung GH das specifische Dampfvolumen sei, so hätten wir nur nöthig, aus G eine Parallele mit OX bis zum Durchschnitt mit $D_1 D_1$ zu ziehen, von diesem Punkte eine Senkrechte auf die Abscissenachse zu fällen und endlich die Entfernung des Fußpunktes dieses Perpendikels von O zu messen. — Alle Punkte also, die zwischen $D_1 D_1$ und den Coordinatenachsen liegen, sind Punkte, die sich auf Gemische von Dampf und Wasser beziehen; für jeden dieser Punkte gibt es bekanntlich eine Curve constanter Dampfgewichte.

Denken wir aber an einen Punkt J der jenseits der Curve $D_1 D_1$ liegt, so bezieht sich derselbe auf überhitzten Dampf. Die Senkrechte JK von J auf die Abscissenachse OX gefällt, bezeichnet die Spannung und das Stück OK jener Achse das zugehörige Dampfvolumen. Da die Spannung JK größer ist als die LK von demselben Volumen gesättigten Dampfes, so folgt, daß die Temperatur eine höhere sein muß. Denkt man sich aus J eine Parallele JM mit der Abscissenachse gezogen, so bezeichnet M denjenigen Punkt, für welchen gesättigter Dampf von derselben Spannung das kleinere Volumen ON besitzen würde u. s. f. Je weiter nun der Punkt J von der Curve $D_1 D_1$ entfernt ist, desto mehr ist der Dampf überhitzt und um so eher

finden die für Gase aufgestellten Formeln auf denselben Anwendung.

Das Gesetz von Hirn.

Man denke sich in einem Raume vom Inhalte v 1 Klgr. gesättigten Dampfes eingeschlossen. Läßt man denselben in einen luftleeren Raum einströmen oder denkt man sich, das Gefäß, in welchem sich der Dampf befindet, werde erweitert, so wird sich der Dampf auf einen größern Raum ausdehnen, also nicht mehr gesättigt sein. Durch diese Operation hat derselbe keine äußere Arbeit verrichtet. Bei Gasen hörten wir, daß unter diesen Umständen die Temperatur constant erhalten werde. Denn da bei ihnen die gegenseitige Anziehung der Theilchen außerordentlich gering ist, so hat man keine Arbeit nothwendig, um dieselben in eine größere gegenseitige Entfernung zu bringen; aus diesem Grunde können wir denn auch sagen, daß ihre innere Arbeit unverändert bleibe. Hirn behauptet nun (Zeuners mech. Wärmetheorie, Seite 435) daß auch bei den Dämpfen vom Punkte ihrer Sättigung an bis zu dem, wo sie das Verhalten der permanenten Gase zeigen, die **innere Arbeit** constant sein müsse, wenn sie in den leeren Raum expandiren oder wenn ihre Ausdehnung ohne Zuführung noch Entziehung von Wärme und ohne äußere Arbeitsverrichtung erfolge. In der That sieht man vom Standpunkte der mechanischen Wärmetheorie aus keinen Grund ein, durch welchen die Richtigkeit dieses Satzes in Zweifel gezogen werden könnte. Nun wissen wir, daß die sogenannte isodynamische Curve diejenige ist, welche das Gesetz der Zustandsänderung eines Körpers repräsentirt, wenn die innere Arbeit constant erhalten wird. Demnach müßte also diese Curve auch das Verhalten der Dämpfe zeigen, wenn sie vom Punkte ihrer Sättigung an, bis zu dem Zustande hin, wo sie die Eigenschaften der permanenten Gase besitzen, in den leeren

Raum expandiren. Weiter scheint aber nun Hirn zu schließen, daß sich das Gesetz dieser Curve alsdann durch die Gl.

$$p\,v = p_1\,v_1 = p_2\,v_2 = \text{etc.}$$

darstellen lasse, also durch dieselbe Gleichung, die bei Gasen den Verlauf der isothermischen Linie darstellte, derjenigen, welche die Zustandsänderung bei gleichbleibender Temperatur angibt. Berechnet man, gestützt auf diesen Satz, das specifische Volumen des überhitzten Dampfes für verschiedene Temperaturen und Spannungen, so ergibt sich allerdings eine recht befriedigende Uebereinstimmung mit den Versuchsresultaten. Daß der Satz indessen keine vollkommene Gültigkeit besitzen kann, möchte aus Folgendem hervorgehen. Wir haben Seite 81 u. d. flgdn. gehört, daß sich nach Zeuners Berechnungen das Gesetz für die isodynamische Curve der gesättigten Wasserdämpfe durch die Gleichung

$$p\,v^n = p_1\,v_1{}^n = \text{etc.}$$

sehr genau darstellen lasse, in welcher $n = 1{,}0456$ zu setzen ist. Wenngleich nun dieser Werth von n nicht weit von 1 abweicht, so folgt doch, daß gesättigter Dampf, wenn er nur wenig expandirt oder nur wenig überhitzt wird, nicht plötzlich in einen Zustand übergeht, der durch die Gleichung

$$p\,v = p_1\,v_1 = p_2\,v_2$$

ausgedrückt wird, in welcher der Exponent von $v = 1$ ist. In der Nähe des Condensationspunktes wird also die isodynamische Curve der Dämpfe jedenfalls einem etwas andern Gesetze unterworfen sein. Hiernach würde es also gerechtfertigt erscheinen, wenn man annähme, daß bei der Expansion der gesättigten Dämpfe in den leeren Raum ohne Mittheilung und Entziehung von Wärme das Gesetz der Zustandsänderung durch die Gl.

$$p\,v^n = p_1\,v_1{}^n$$

dargestellt würde, in welcher der Werth von n veränderlich wäre

und zwar der Art, daß er anfänglich = 1,0456 und zuletzt, wenn der vollkommene Gaszustand erreicht ist, = 1 zu setzen wäre.

Berechnung des specifischen Volumens des überhitzten Dampfes, gestützt auf das Hirn'sche Gesetz.

Es sei in Fig. 28 die Curve BF diejenige, welche dem Gesetze

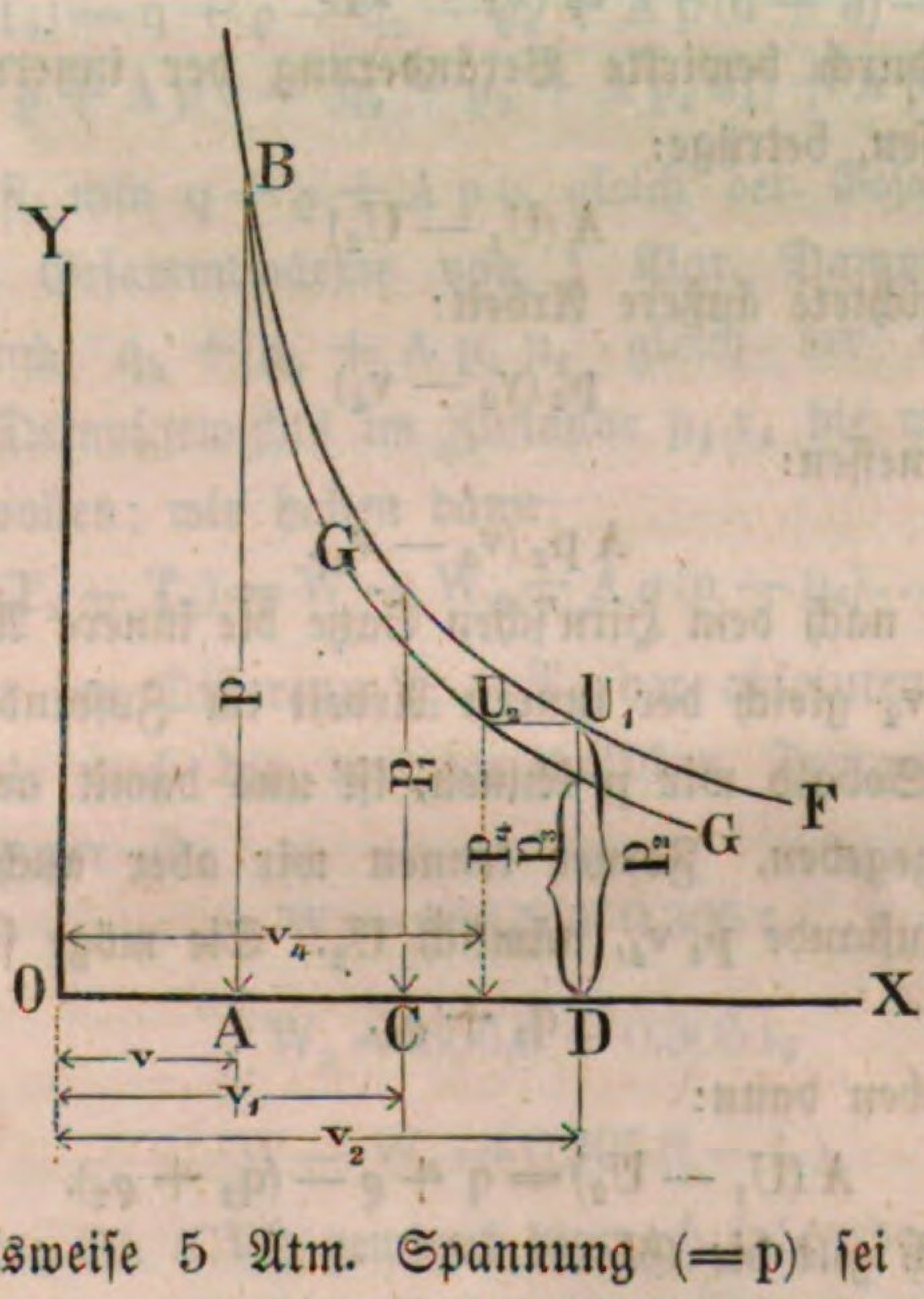
$$p\,v = p_1\,v_1 = p_2\,v_2$$

entspricht, also die isodynamische Curve der überhitzten Dämpfe nach Hirns Annahme. Es verhält sich dann bekanntlich:

$$p : p_1 : p_2 = v_2 : v_1 : v.$$

Durch den Punkt B sei die Curve GG constanter Dampfgewichte gelegt. Denken wir uns die Gewichtseinheit Dampf

Fig. 28.



von beispielsweise 5 Atm. Spannung (= p) sei in den luftleeren Raum expandirt, so daß die Spannung p_2 am Ende nur

noch 1 Atmosph. betrage; dann würde also die ganze innere Arbeit bei der Spannung p_2 gleich der bei p sein. Wir bezeichnen diese innere Arbeit mit U_1. Die Linie $U_1 U_2$ sei nun parallel mit OX und durchschneide GG im Punkte U_2. Alsdann würde diese Linie das Gesetz darstellen, nach welchem bei constantem Drucke $p_2 = p_4$ der gesättigte Dampf von 1 Klgr. und vom Volumen v_4 auf das v_2 expandirte und so in den überhitzten Zustand überging. Bezeichnen wir die specifische Wärme des Dampfes auf diesem Wege mit c_p und nehmen wir an, daß dieselbe auf dem ganzen Wege constant sei (was nach Regnault's Versuchen sehr nahe der Fall ist), setzen wir ferner voraus, daß die absolute Temperatur jenes Dampfes bei $U_2 = T_2$ und bei $U_1 : T_1$ betrage, so würde die auf dem Wege U_2 U_1 zugeleitete Wärme sein:

$$c_p (T_1 - T_2).$$

Die dadurch bewirkte Veränderung der innern Arbeit in W.-E. gemessen, betrüge:

$$A (U_1 - U_2)$$

und die verrichtete äußere Arbeit:

$$p_2 (v_2 - v_4)$$

in W.-E. gemessen:

$$A\, p_2 (v_2 - v_4).$$

Nun ist nach dem Hirn'schen Satze die innere Arbeit U_1 im Zustande $p_2 v_2$ gleich der innern Arbeit im Zustande p v gleich der bei B. Sobald wir p kennen, ist uns damit auch U_1 nämlich $q + \varrho$ gegeben. Ferner kennen wir aber auch die innere Arbeit im Zustande $p_4 v_4$, nämlich U_2. Sie möge sein:

$$q_2 + \varrho_2.$$

Wir haben dann:

$$A (U_1 - U_2) = q + \varrho - (q_2 + \varrho_2).$$

Demnach gilt die Gl.

$$c_p (T_1 - T_2) = q + \varrho - (q_2 + \varrho_2) + A\, p_2 (v_2 - v_4).$$

Nun ist aber

$$p_2 v_2 = p v$$

also

$$v_2 = \frac{p v}{p_2}.$$

Demnach auch:

$$c_p (T_1 - T_2) = q + \varrho - (q_2 + \varrho_2) + A p_2 \left(\frac{p v}{p_2} - \frac{p_2 v_4}{p_2}\right)$$

$$= q + \varrho - (q_2 + \varrho_2) + A (p v - p_2 v_4)$$

oder auch

$$= q + \varrho - (q_2 + \varrho_2) + A (p v - p_4 v_4).$$

Aber

$$v = u + \sigma$$

und

$$v_4 = u_4 + \sigma,$$

demnach:

$$c_p (T_1 - T_2) = q + \varrho - q_2 - \varrho_2 + A p (u + \sigma) - A p_4 (u_4 + \sigma)$$

$$= q + \varrho + A p u - (q_2 + \varrho_2 + A p_4 u_4) + A p \sigma - A p_4 \sigma.$$

Es ist nun $q + \varrho + A p u$ gleich der Gesammtwärme W, gleich der Gesammtwärme von 1 Klgr. Dampf im Zustande p, v, und $q_2 + \varrho_2 + A p_4 u_4$ gleich der Gesammtwärme desselben Dampfgewichts im Zustande $p_4 v_4$ die wir mir W_2 bezeichnen wollen; wir haben dann:

$$c_p (T_1 - T_2) = W - W_2 + A \sigma (p - p_4) \ldots\ldots (CVI).$$

Statt der Differenz $T_1 - T_2$ der absoluten Temperaturen können wir auch die der gewöhnlichen Temperaturen $t_1 - t_2$ setzen. Ferner ist:

$$W = 606{,}5 + 0{,}305\, t$$

und

$$W_2 = 606{,}5 + 0{,}305\, t_2$$

daher

$$W - W_2 = 0{,}305 (t - t_2).$$

Unsere Gl. (CVI) gewinnt demnach folgende Gestalt:

$$c_p (t_1 - t_2) = 0{,}305 (t - t_2) + A \sigma (p - p_2).$$

Ist also die specifische Wärme (c_p) bei constantem Drucke bekannt, so findet sich für die Ueberhitzung des Dampfes auf dem Wege $U_2 U_1$

$$(\text{CVII}) \ldots\ldots t_1 - t_2 = \frac{0{,}305\,(t - t_2) + A\,\sigma\,(p - p_2)}{c_p}$$

und die Temperatur t_1 des überhitzten Dampfes im Zustande $p_2 v_2$

$$(\text{CVIII}) \ldots\ldots t_1 = t_2 + \frac{0{,}305\,(t - t_2) + A\,\sigma\,(p - p_2)}{c_p}.$$

Unsere Formel sagt uns also, wie groß die Temperatur t_1 des überhitzten Dampfes sei, wenn der gesättigte Dampf von irgend einer Spannung p und Temperatur t in den luftleeren Raum bis zu irgend einer Spannung p_2 z. B. bis zur Spannung von 1 Atm. expandirt. Gleichzeitig finden wir alsdann nach dem Hirn'schen Gesetze

$$p\,v = p_2\,v_2.$$

Das Volumen v_2, welches der überhitzte Dampf vom Drucke p_2 besitzt. Ziehen wir davon das Volumen v_4 des gesättigten Dampfes von derselben Spannung $p_2 = p_4$ ab, so erfahren wir, um wie viel das Volumen v_4 dieses Dampfes (der natürlich vom Wasser abgeschlossen ist) erwärmt werden muß, um bei constantem Drucke dasselbe Volumen v_2 zu erhalten. Ein Beispiel wird das Gesagte anschaulicher machen.

Beispiel.

Man habe 1 Klgr. reinen gesättigten Dampfes von ($p =$) 3 Atmosph. Spannung; welche Temperatur wird dasselbe besitzen, wenn es in den leeren Raum bis zu 1 Atm. Spannung expandirt; um wie viel Grad müßte gesättigter Dampf von 1 Atm. Spannung unter constantem Drucke erwärmt werden, wenn er bei derselben Temperatur dasselbe Volumen einnehmen sollte.

Zur Spannung p von 3 Atm. gehört die Temperatur t von 133,91°; für die Spannung p_2 von 1 Atm. ergibt sich die

Temperatur t_2 von 100°. Nun ist nach Regnault's Untersuchungen die specifische Wärme c_p bei constantem Drucke 0,4805, daher haben wir für die Temperatur t_1 am Ende der Expansion (Gl. CVII):

$$t_1 - 100 = \frac{0{,}305\,(133{,}91 - 100) + \frac{1}{424} . 0{,}001 . 2}{0{,}4805}$$

$$= \frac{33{,}91 . 0{,}305 + 0{,}05}{0{,}4805} = \frac{10{,}34 + 0{,}05}{0{,}4805} = 21{,}63$$

und

$$t_1 = 100 + 21{,}63 = 121{,}63^0.$$

Die Temperatur sinkt also von 133,91 auf 121,63°, also um 12,28°. Da beim Einströmen in den leeren Raum keine äußere Arbeit verrichtet wurde, so muß jene Temperaturerniedrigung, also der Verlust an Schwingungsarbeit dem Umstande zuzuschreiben sein, daß sich die Dampfmoleküle mit einer gewissen Kraft angezogen haben, deren Verringerung jene Arbeit in Anspruch nahm.

Das specifische Volumen v bei einer Spannung von (p =) 3 Atm ist:

$$v = u + \sigma = 0{,}587;$$

demnach ergibt sich für das spec. Volumen v_2 nach dem Satze

$$p\,v = p_2\,v_2$$

$$\text{CIX)} \ldots\ldots v_2 = \frac{p\,v}{p_2} = \frac{3 . 0{,}587}{1} = 1{,}761 \text{ Kbkm.}$$

Es hat sich also der Dampf auf den dreifachen Raum ausgedehnt. — Das specifische Volumen des gesättigten Dampfes von der Spannung $p_2 = p_4 = 1$ Atm. beträgt 1,650. Wenn man demnach gesättigtem Dampfe von 1 Atm. Spannung unter constantem Drucke so lange Wärme zuführt, bis die Temperatur auf 121,63° gestiegen ist, bis sich also der Dampf um 21,63°

überhitzt hat, so muß sein Volumen $\frac{1,761}{1,650} = 1,067$ (circa) mal so groß geworden sein.

Wird in unserer Formel das Glied $A\sigma(p - p_2)$ als klein vernachlässigt, so erhält man die sehr einfache Gl.

$$t_1 = t_2 + \frac{0,305\,(t - t_2)}{c_p} \ldots\ldots (CX).$$

Hat man nun z. B. durch Beobachtung gefunden, welches Volumen v_2 1 Kilogr. gesättigten Dampfes von beispielsweise 1 Atm. Spannung einnimmt, wenn man dasselbe von ($t_2 =$) 100^0 bis zu t_1 Grad erwärmt hat, so läßt sich die Hülfstemperatur t berechnen, welche 1 Klgr. gesättigten Dampfes besitzen müßte, wenn es, in den leeren Raum expandirend und bis zur Temperatur t_1 abgekühlt, dasselbe Volumen einnehmen sollte, wie jener Dampf. Man hat nämlich aus (CX)

$$t = \frac{(t_1 - t_2)\,c_p + 0,305\,t_2}{0,305} \ldots\ldots (CXI).$$

So fand z. B. Hirn, daß gesättigter Dampf von 1 Atm. Spannung, wenn er unter diesem Drucke bis auf 148,5 Grad erwärmt wird, einen Raum von 1,87 ($= v_2$) Kbkm. einnimmt. Wie groß müßte nun nach unserer Formel die Temperatur t desjenigen gesättigten Dampfes sein, der, nachdem er in den leeren Raum expandirt ist, eine Spannung von 1 Atm., dieselbe Temperatur und dasselbe Volumen besitzt?

Es ist $t = \frac{(148,5 - 100)\,.\,0,4805 + 30,5}{0,305} = 176,4^0$. Diese Temperatur entspricht circa einem Drucke von 9,20 Atm. Das specifische Volumen dieses Dampfes beträgt 0,203 Kbkm. Da nun am Ende der Expansion in den leeren Raum die Spannung 1 Atm. betragen soll, so ergibt sich nach dem Hirn'schen Satze ($p\,v = p_2\,v_2$)

$$9,20 \times 0,203 = 1 \times v_2,\quad v_2 = 1,87 \text{ Kbkm.}$$

also vollkommen übereinstimmend mit der Beobachtung Hirns.

Mit Hülfe unserer Formel sind wir natürlich auch im Stande, zu berechnen, welches Volumen 1 Klgr. gesättigten Dampfes von 2, 3, 4 2c. Atmosphären einnimmt, wenn es unter constantem Drucke bis zu einem gewissen Grade überhitzt wird. Gesetzt, man habe 1 Klgr. gesättigten Dampfes von 3 Atm. Spannung, dessen Temperatur 133,9° beträgt, und erwärme denselben um 30°, welches Volumen würde derselbe nach der Erwärmung einnehmen?

Man hat

$$t = \frac{(163,9 - 133,9) . 0,4805 + 133,9 . 0,305}{0,305} = 181,2.$$

Diese Temperatur von 181,2° entspricht einem Drucke von etwa 10.25 Atmosph. und einem specifischen Volumen (v) von 0,184 Kbkm. Man hat also für das zu suchende Volumen v_2 nach dem Satze ($p\,v = p_2\,v_2$)

$$10,25 \times 0,184 = 3 . v_2,\ v_2 = 0,629 \text{ Kbkm.}$$

Wird demnach 1 Klgr. gesättigten Dampfes von 3 Atm. Spannung, der einen Raum von 0,586 Kbkm. einnimmt, um 30° erwärmt, so dehnt er sich um 0,629 — 0,586 = 0,043 Kbkm. aus. — Es erhellet hieraus, daß sich gesättigter Dampf von höherer Spannung für eine gewisse Ueberhitzung weniger ausdehnt, als solcher von niederer Spannung. Uebrigens bemerken wir, daß die Anwendung unserer Formel für bedeutende Ueberhitzung und höhere Dampfspannungen aufhört, da alsdann die zu berechnende Hülfstemperatur t so groß wird, daß sie die in Tabelle II angegebenen Temperaturen überschreitet.

Kehren wir nun noch einmal zur Betrachtung der Fig. 28 zurück. Wir denken uns 1 Klgr. gesättigten Dampfes im Zustande $v_2\,p_3$ und nehmen an, dasselbe werde bei constantem Volumen v_2 erwärmt. Ist die Temperatur in jenem Zustande t_3 und am Ende der Erwärmung t_1, so läßt sich die specifische

Wärme bei constantem Volumen berechnen. Bezeichnen wir dieselbe mit c_v, so beträgt die zugeleitete Wärme:

$$c_v (t_1 - t_3).$$

Da keine äußere Arbeit verrichtet wurde, so hat jene Wärme nur zur Vermehrung der innern Arbeit gedient. Die innere Arbeit von 1 Klgr. gesättigten Dampfes im Zustande $v_2\ p_3$ wollen wir durch $q_3 + \varrho_3 = J_3$ darstellen und die vom Zustande $p_2\ v_2$ durch $q_2 + \varrho_2 = J_2$. Alsdann ist offenbar

$$c_v (t_1 - t_3) = J_2 - J_3.$$

Nun ist die innere Wärme J_2 gleich der innern Wärme bei B — nach dem Hirn'schen Satze, — die wir mit J bezeichnen wollen; demnach ergibt sich:

$$c_v (t_1 - t_3) = J - J_3$$

also

$$c_v = \frac{J - J_3}{t_1 - t_3} \ldots\ldots (CXII).$$

Wir haben nun oben, Seite 201, für das specifische Volumen v_2 des bei constantem Drucke von 1 Atm. überhitzten Dampfes 1,76 Kbkm. erhalten, wenn die Ueberhitzung 21,63° betrug, wenn also der Dampf nach der Erwärmung eine Temperatur von 121,63° hatte. Sollte gesättigter Dampf bei der Expansion in den leeren Raum dieselbe Temperatur erhalten, so mußte er eine Spannung von 3 Atm. oder eine Temperatur von 133,91° besitzen. Zu dieser Temperatur gehört die innere Arbeit $J = 604{,}47$. Diese innere Arbeit besitzt das 1 Kilogr. Dampf auch nach der Expansion, wenn seine Spannung auf $p_2 = 1$ Atm. herabgegangen ist. Sehen wir nun nach Tab. II zu, welche Temperatur gesättigter Dampf besitzt, dessen specifisches Volumen 1,761 Kbkm. beträgt. Wir finden durch Interpolation circa 98,9°. Zu dieser Temperatur t_3 gehört die innere Arbeit $J_3 = q_3 + \varrho_3 = 596{,}67$, welche nach Gl. II (Seite 26) und Gl. VIII (Seite 33) zu berechnen ist. Demnach haben wir:

$$c_v = \frac{604{,}47 - 596{,}67}{121{,}63 - 98{,}9} = 0{,}343$$

bei etwas genauerer Rechnung ergibt sich der Werth 0,347.

Es ist also wie bei Gasen die specifische Wärme bei constantem Volumen geringer als die bei constantem Drucke. Nehmen wir für c_v : 0,347, so findet man für das Verhältniß zwischen der specifischen Wärme bei constantem Drucke und derjenigen bei constantem Volumen, was wir bekanntlich bei Gasen mit k bezeichnet haben:

$$k = \frac{0{,}4805}{0{,}347} = 1{,}385.$$

Hirn hat für verschiedene Ueberhitzungen das specifische Volumen des Dampfes bei der Ausdehnung unter constantem Drucke beobachtet und folgende Resultate erhalten.

Temperatur Celsius.	Specifisches Volumen.
100°	$v_2 = 1{,}65$ (gesättigt)
118,5	1,74
141	1,85
148,5	1,87
162	1,93
200	2,08
205	2,14
246,5	2,29

Auf Grund dieser Versuche ist von Herrn Zeuner nach Formel (CVIII) eine Tabelle berechnet worden, um zu sehen, wie weit die Ergebnisse der Rechnung mit den Versuchsresultaten übereinstimmen und um daran auch andrerseits die Richtigkeit des Hirn'schen Satzes zu prüfen.

Specifisches Volumen und Temperatur des überhitzten Wasserdampfes von einer Atmosphäre Druck, nach Zeuner.

Hülfsdruck p in Atmosphären.	Specifisches Volumen in Kubikmetern v_2.	Temperatur Celsius t_1.
	1,65	100
p = 2	1,72	113,1
3	1,76	121,6
4	1,79	128,1
5	1,82	133,4
6	1,84	137,8
7	1,86	141,8
8	1,87	145,3
9	1,89	148,5
10	1,90	151,4
11	1,91	154,1
12	1,92	156,7
13	1,93	159,1
14	1,94	161,3

Vergleicht man die Zahlen dieser Tabelle mit denen, die Hirn durch Beobachtung gefunden hat, so findet man eine recht gute Uebereinstimmung.

Elfter Abschnitt.

A. Ueber die wichtigeren Principien, welche der Construction einer möglichst vollkommenen Dampfmaschine zu Grunde liegen müssen.

Bei der Construction einer Dampfmaschine kommt es in erster Linie darauf an, daß dieselbe bei einer bestimmten Leistung möglichst wenig Brennmaterial erfordere. Dies hängt nun nicht allein von der Einrichtung der Dampfmaschine selbst, sondern auch von der des Kessels ab. Zunächst haben wir an den Kessel die Forderung zu stellen, daß er die im Brennmaterial enthaltene Wärme möglichst vollständig aufnehme und an das Wasser übertrage. Dazu ist es nothwendig, daß nicht nur der Kessel eine bestimmte Gestalt besitze, sondern auch, daß er aus einem geeigneten Material verfertigt werde; sodann aber auch, daß die Feuerungsanlage so construirt sei, daß das Brennmaterial auf dem Heerde vollständig verbrennen kann und wenig Wärme durch Ausstrahlung oder Leitung, nach fremden Körpern hin, verloren gehe. Zuweilen tritt eine dieser Bedingungen mit einer andern in Widerspruch.

Was zunächst die Gestalt der Kessel anbelangt, so hat man derjenigen der Vorzug zu geben, die dem Feuer bei einem ge-

wissen Rauminhalt die größte Fläche darbietet; andererseits aber ist nicht zu vergessen, daß auch die Construction so bemessen sein muß, daß der Kessel die nöthige Sicherheit darbietet, daß derselbe also in Folge der Construction nicht zu schwach werde. Die ersten Watt'schen Kessel, die sogenannten kofferförmigen, hatten eine ziemlich große Heizfläche und mochten für die damaligen Niederdruckmaschinen zu empfehlen sein, sie würden aber gegenwärtig, wo man fast nur Hochdruckmaschinen baut, nicht die nöthige Sicherheit darbieten; der Kessel würde durch die durch denselben hinlaufenden Querbolzen ꝛc. zu viel leiden. Man baut deßhalb auch gegenwärtig nur walzenförmige Kessel, entweder mit innerer oder äußerer Feuerung, und versieht dieselben im letztern Falle mit sogenannten Siedern. Auf diese Weise wird die äußere Wandfläche, also diejenige, welche die Wärme aufnimmt, bedeutend vermehrt. Die in neuerer Zeit aufgekommenen Field'schen Röhren haben besonders den Zweck, dem Feuer eine sehr große Heizfläche darzubieten; sie befördern zudem die Circulation des Wassers und verhindern auf diese Weise mehr oder weniger das Ansetzen des Kesselsteins. Ob jene Röhren indessen die Dauerhaftigkeit der ganzen Construction nicht zum Theil beeinträchtigen, mag dahin gestellt bleiben.

Jeder Dampfkessel soll ferner eine solche Größe (Rauminhalt) haben, daß er so viel Dampf aufzunehmen vermag, als zur Erzielung eines gleichförmigen Ganges der eigentlichen Dampfmaschine erforderlich ist. Zu dem Ende muß der pro Hub vom Cylinder verbrauchte Dampf nur ein kleiner Theil vom ganzen Inhalte des Kessels sein. In der Regel macht man den Dampfraum des letztern mindestens 12mal so groß, als den Inhalt des Cylinders. Damit aber ferner die heiße Luft den Kessel in einer großen Fläche umspüle und das in demselben enthaltene Wasser die Wärme so viel wie möglich aufnehme, ist es nothwendig, daß der Kessel bis zu einer gewissen Höhe mit Wasser

gefüllt werde. Durchschnittlich gibt man dem Wasserraume $\frac{6}{10}$ vom ganzen Kesselraume. Um ferner die Ausstrahlung des Kessels zu verhindern, umgibt man denselben an den Stellen, wo er nicht von Mauerwerk eingeschlossen ist, mit schlechten Wärmeleitern. Endlich baut man gegenwärtig die Kessel vielfach anstatt aus Eisen- aus Stahlblech, nicht nur, weil letzteres bei gleicher Dicke eine größere Stärke besitzt, sondern auch seiner größern Wärmeleitungsfähigkeit wegen.

Was ferner die Feuerungsanlage anbetrifft, so ist dafür Sorge zu tragen, daß dieselbe eine möglichst vollständige Verbrennung des Brennmaterials bewirke, daß die Wärme ziemlich vollständig an die Kesselwände abgegeben werde und nur wenig Wärme verloren gehe. Zu einer möglichst vollständigen Verbrennung ist ein gewisses Luftquantum unerläßlich. Wird aber viel mehr Luft angewandt, als die Verbrennung erfordert, so nimmt der Ueberschuß einen Theil der Wärme des Heerdes auf, der zwar auch größtentheils an den Kessel abgegeben wird, anderntheils aber unbenutzt durch den Schornstein entweicht. Weiter ist aber zu einer vollständigen Verbrennung auch ein gewisser Luftzug erforderlich. Dieser Zug ist um so größer, je höher der Schornstein und je größer die Temperaturdifferenz der heißen Luft innerhalb des Schornsteins und der kalten außerhalb desselben ist. In der Höhe der Schornsteine ist man aber beschränkt; einmal deßhalb, weil die Anlagekosten für sehr hohe Schornsteine zu bedeutend werden, dann aber auch, weil die Reibung der darin aufsteigenden Luft größer, und so der Zug der Esse vermindert wird. Die innere Temperatur des Schornsteins darf man natürlich nicht zu hoch sein lassen, denn da dieselbe durch die aufsteigenden Verbrennungsgase erzeugt wird, so würde dadurch ein großer Theil der auf dem Heerde freiwerdenden Wärme unbenutzt verloren gehen. In neuerer Zeit sucht

man die Wärme der durch den Fuchs*) in die Esse ziehenden Verbrennungsproducte dadurch zu verwerthen, daß man dieselbe zum Vorwärmen des Speisewassers benutzt, falls die Maschine mit einer gewöhnlichen Pumpe gespeist wird. Maschinen, die mit überhitzten Dämpfen arbeiten, deren es aber gegenwärtig noch wenige geben dürfte, benutzen diese Wärme zum Theil zur Ueberhitzung des Dampfes.

Bei den sogenannten stationären Maschinen macht man die Rostfläche im Verhältniß zur ganzen Heiz- oder Erwärmungsfläche ziemlich klein, (1 : 12 oder 1 : 14) damit auf diese Weise die heißen Verbrennungsgase, bevor sie in den Schornstein gelangen, Gelegenheit haben, ihre Wärme möglichst vollständig an den Kessel abzugeben. Noch mehr ist dies der Fall bei den in der neuesten Zeit aufgekommenen stehenden Locomobilen oder transportabeln Dampfmaschinen, die man besonders zur Verwendung in den Kleingewerben construirt hat. Bei den Locomotiven oder fahrenden Dampfmaschinen ist jenes Verhältniß zwar am kleinsten (1 : 60 und mehr), dagegen findet hier doch eine außerordentlich lebhafte Verbrennung durch den Seite 168 besprochenen künstlichen Luftzug statt. Auf diese Weise ist es möglich, daß die Kessel bei verhältnißmäßig geringem Rauminhalt und geringem Gewichte (Gewicht des Kessels sammt dem darin befindlichen Wasser) dennoch in kurzer Zeit eine bedeutende Menge Dampf produciren, ein Umstand, der für eine Locomotive von besonderer Wichtigkeit ist, da sich dieselbe mit großer Geschwindigkeit bewegen muß.

Das Verhältniß der Wärme, welche in einer gewissen Zeit z. B. in einer Stunde in den Kessel dringt und welche offenbar durch die in dieser Zeit verdampfte Wassermenge bestimmt werden kann, zu derjenigen, welche bei der Verbrennung des

*) Es ist dies der Kanal, welcher die heiße Luft aus den Feuerkanälen des Kessels in den Schornstein leitet.

Brennmaterials frei wird, heißt der **Wirkungsgrad der Feuerungsanlage** oder des **Kessels**. Mit andern Worten, man versteht unter Wirkungsgrad der Feuerungsanlage den Quotienten, welcher erhalten wird, wenn man die Zahl der Wärmeeinheiten, die etwa pro Stunde in den Kessel gelangt, durch diejenige dividirt, welche bei der Verbrennung frei wird. Letztere müssen wir aus der Menge des in jener Zeit auf den Heerd gegebenen Brennmaterials unter der Voraussetzung bestimmen, daß eine möglichst vollständige Verbrennung stattgefunden hat. Die Zahl der Wärme-Einheiten, welche durch vollständige Verbrennung entsteht, ist für die meisten technisch wichtigsten Brennstoffe durch vielfache Versuche festgestellt worden. Man pflegt dieselbe den **Heizwerth** des Brennstoffs zu nennen.

Je mehr Wasser also in einer gewissen Zeit bei Aufwendung eines bestimmten Gewichtes von Brennmaterial verdampft, desto größer ist der Wirkungsgrad, mit andern Worten, desto besser ist die Feuerungsanlage selbst.

Beispiel.

Bei einer Heißluftmaschine belaufe sich die pro Stunde der Luft zugeführte Wärme auf 6170 W.-E., während in derselben Zeit auf dem Heerde 4,585 Klgr. einer Kohle verbrannt werden, deren Heizwerth sich auf 3500 Calorien beläuft; wie groß ist der Wirkungsgrad oder das Güteverhältniß der Feuerungsanlage? (Siehe Seite 236 des I. Theiles).

Es beträgt $\frac{6170}{4{,}585 \, . \, 3500} = 0{,}38$; es gehen also 62% der durch Verbrennung entstehenden Wärme verloren.

Beispiel 2.

Der Kessel einer Expansionsmaschine, welche Dampf von 5 Atmosph. Spannung benutzt, verdampfe pro Pferdekraft und Stunde 30 Klgr. Wasser und erfordere dazu 5 Kilogr. einer

Steinkohle, deren Heizwerth 7500 W.-E. beträgt; welchen Wirkungsgrad besitzt die Kesselfeuerung?

Rechnet man nach dem Watt'schen Gesetze, daß 1 Kilogr. Dampf von irgend welcher Spannung 640 W.-E. zu seiner Erzeugung beanspruche, so werden dem Wasser pro Pferdekraft und Stunde $30 . 640 = 19200$ W.-E. zugeführt. Die 5 Klgr. Steinkohlen liefern, dagegen bei ihrer Verbrennung $7500 \times 2,5 = 27500$ W.-E. Demnach haben wir für jenen Wirkungsgrad $\frac{19200}{37500} = 0,512$.

Was nun die Dampfmaschine selbst betrifft, so ist in erster Linie von ihr zu fordern, daß sie bei einer bestimmten Nutzleistung möglichst wenig Dampf fordere. Man erreicht dies vorzüglich dadurch, daß man den Dampf durch Expansion wirken läßt und zwar sollte man den Expansionsgrad möglichst groß machen. Da aber auch der Gegendruck auf den Kolben auf die Leistung der Maschine einen bedeutenden Einfluß hat, so soll man diesen so gering sein lassen, wie eben thunlich. Wo also Wasser genug vorhanden, hat man sogenannte Condensationsmaschinen einzurichten, d. h. man hat den Dampf nach seiner Wirkung im Cylinder durch kaltes Wasser niederzuschlagen. Damit die Nutzleistung bei bestimmtem Dampfverbrauch ein Maximum werde, sind natürlich die Reibungswiderstände, die Arbeiten, welche die Pumpen in Anspruch nehmen, auf ein Minimum zu bringen. Diese Umstände bedingen natürlich andrerseits, daß die Construction der Maschine eine einfache sei. Wendet man demnach hoch gespannte Dämpfe an (7 bis 8 und mehr Atmosphären), geht man ferner bis zu einem großen Expansionsgrade (1 : 6 oder 1 : 8) hinauf, so ist in der Einrichtung eines Condensators nur wenig oder gar kein Vortheil mehr zu suchen, da ja ein solcher meistens noch zwei Pumpen erfordert, die durch die Maschine in Betrieb gesetzt werden müssen.

Wenn wir nun einerseits gehalten sind, die Betriebskosten einer Dampfmaschine auf ein Minimum zurückzuführen, so haben wir andrerseits auch dafür zu sorgen, daß die Anschaffungskosten verhältnißmäßig gering werden. Diese hängen aber, abgesehen von der Construction der Maschine, auch von den Dimensionen derselben ab. Man muß also bemüht sein, die letztern so viel wie möglich herabzuziehen. Dies kann nun zunächst wieder durch hochgespannte Dämpfe, dann aber auch durch einen schnellen Gang der Maschine erzielt werden. In demselben Verhältniß, in welchem beide zunehmen, kann das Cylindervolumen kleiner werden. Dazu kommt aber noch, daß man bei einer schnellgehenden Maschine ein leichteres Schwungrad anwenden und so wenigstens diejenige Reibung, welche durch die Schwungradwelle entsteht, verringern kann; auch erfordern die meisten Arbeitsverrichtungen eine ziemlich große Geschwindigkeit, so daß bei Anwendung schnell gehender Maschinen ein einfacheres Umsetzungsverhältniß zu benutzen ist*). Schon seit geraumer Zeit wendet man derartige Maschinen zum Betriebe von Walzwerken an, indem man die Bewegung der Schwungradwelle direkt auf die Walzen überträgt.

Total- oder rohe Leistung. Nutzeffekt, Wirkungsgrad.

Unter der Total- oder rohen Leistung einer Dampfmaschine wollen wir diejenige verstehen, die der Dampf nach Abzug des Gegendrucks von Seiten des Condensators (Condensationsmaschine) oder der freien Luft zu leisten vermöchte, wenn nicht nur die Dampfspannung im Cylinder derjenigen im Kessel gleich wäre, sondern wenn auch die Arbeit des Dampfes im Cylinder keine

*) Ueber Dampfmaschinen mit hoher Kolbengeschwindigkeit hat kürzlich J. Frd. Radinger, Adjunkt für Maschinenbau u. s. w. am k. k. polytechnischen Institute zu Wien, eine sehr interessante Arbeit veröffentlicht, die wir allen Dampfmaschinen-Constructeuren glauben empfehlen zu dürfen.

andern Verluste erlitte. Früher berechnete man dieselbe nach Formeln, welche sich auf die ältere Theorie der Dämpfe stützten, und die besonders von de Pambour und Morin-Poncelet aufgestellt, später aber auch von andern Schriftstellern über Mechanik, so von dem berühmten Weisbach aufgenommen wurden. Von dieser Totalleistung (Weisbach nennt sie in seinen Lehrbüchern einfach „Leistung" oder „theoretische Leistung des Dampfes") wurden nun die Effektverluste wegen des Unterschiedes zwischen dem Dampfdruck im Kessel und Cylinder, sowie diejenigen, wegen Reibung des Kolbens, Schiebers ꝛc. ꝛc. abgezogen. Die Differenz beider Leistungen gab den berechneten oder theoretischen Nutzeffekt der Maschine. Es ist dies also diejenige Arbeit, welche auf die Arbeitsmaschine übertragen wird. Wird dieselbe mit dem Dynamometer gemessen, indem man die Arbeitsmaschinen auslöst, so erhält man den wirklichen oder beobachteten Nutzeffekt. Je sicherer die Zahlen sind, welche jener theoretischen Berechnung der Nebeneffekte zu Grunde liegen (und dies sucht man ebenfalls durch Beobachtung festzustellen), desto größer muß die Uebereinstimmung zwischen dem berechneten und gemessenen Nutzeffekte sein. Durch Division des Totaleffekts in den Nutzeffekt entsteht der Wirkungsgrad der Maschine. Eine Maschine ist hiernach um so vollkommener, je mehr sich dieser Quotient der Einheit nähert. Diese Art der Berechnung findet nun auch noch statt, wenn man denselben die Principien der mechanischen Wärmetheorie zu Grunde legt, nur sind wir alsdann berechtigt, einen neuen Verlust hinzuzuziehen, den Zeuner den Verlust wegen Unvollständigkeit des Kreisprocesses nennt. Wir werden alsbald darauf zurückkommen.

Je größer nun bei einer Dampfmaschinen-Anlage der Wirkungsgrad oder das Güteverhältniß der Feuerung und der Wirkungsgrad der Maschine selbst ist, um so besser ist die Maschine; sind dazu die Anlage- und Reparaturkosten auch verhältnißmäßig

gering, so genügt sie allen Anforderungen, die man an eine derartige Anlage zu stellen berechtigt ist. Zu fordern, daß die Feuerung alle, oder wenigstens den bei Weitem größten Theil der im Brennmaterial enthaltenen Wärme zu Gute mache, dürfte ebenso unberechtigt sein, als von einem Wasserrade zu verlangen, daß es das ganze Gefälle, vom Oberwasserspiegel des Gewerkes bis etwa zum Meeresspiegel benutze.

Dividirt man die Nutzleistung einer Dampfmaschine, in Wärmeeinheiten gemessen, durch die Zahl der W.-E., welche durch Verbrennung des Brennmaterials auf dem Heerde entsteht, so erhält man den thermischen Effekt der ganzen Anlage.

Beispiel 1.

Die Totalleistung einer Dampfmaschine betrage pro Sekunde 1000 Mtrklgr., die Nutzleistung 537 Mtrklgr., wie groß ist der Wirkungsgrad derselben?

Er beträgt $\frac{537}{1000} = 0{,}537$ Mtrklgr.

Beispiel 2.

Wie groß ist der thermische Effekt jener, Seite 211, erwähnten Heißluftmaschine, wenn die stündliche Leistung derselben 265680 Mtrklgr. beträgt.

Da in 1 Stunde 4,585 . 3500 W.-E. auf dem Heerde frei werden, da ferner die obige Leistung von 265680 Mtrklgr. mit einer Wärme von $\frac{265680}{424} = 626{,}6$ W.-E. äquivalent ist, so erhalten wir für den thermischen Effekt $\frac{626{,}6}{4{,}585 \, . \, 3500} = 0{,}039$ oder circa 4 Procent.

Der thermische Effekt ist es eigentlich, der uns über die wirkliche Oekonomie einer Dampf- oder Heißluftmaschine Aufschluß gibt.

B. Vom Kreisproceß einer vollkommenen Dampfmaschine und von der disponiblen Arbeit der Dampfmaschinen.

Seite 200 des I. Theils haben wir gehört, daß man die Leistung einer jeden calorischen Maschine durch die Gleichung

$$L = \frac{Q\,G}{A\,T_1}(T_1 - T)$$

darstellen könne, in welcher $\frac{Q\,G}{A\,T_1}$ das zugeleitete Wärmegewicht, T_1 aber die höchste und T die niedrigste Temperatur bezeichnete, welche die Luft bei der Zusammendrückung nach der adiabatischen Curve besaß (Fig. 32, III des I. Theils). Wir haben dort diese Leistung „Nutzleistung" genannt, weil es diejenige Leistung war, die übrig blieb, wenn man von der Gesammtleistung, welche die Luft auf den Arbeitskolben übertrug, diejenige abzog, die bei der Compression der Luft von Seiten des Speisekolbens in Anspruch genommen wurde. Wir wollen sie nunmehr die disponible Arbeit nennen, da sie es ist, die uns bei dem bebetreffenden Kreisprocesse, den die Luft durchzumachen hat, zur Verfügung steht. Weiter haben wir nun Seite 195 u. d. flgdn. erkannt, wie der Kreisproceß beschaffen sein müsse, damit von der aufgewendeten Wärme das **absolute** Maximum der Arbeit erzielt werde. Es mußte die Zu- und Ableitung der Wärme so regulirt werden, daß alle zugeleitete Wärme in mechanische Arbeit umgesetzt wurde, mit andern Worten, man mußte die Zu- und Ableitung der Wärme nach isothermischen Curven stattfinden lassen, die beiden andern den Kreisproceß begrenzenden krummen Linien mußten aber adiabatische Linien sein. Diesen Kreisproceß kann man auch einen vollkommenen nennen, und wenn in einer Heißluftmaschine (oder auch in einer Dampfmaschine) ein solcher vollzogen wird, so ist die Maschine eine vollkommene; es ist unmöglich, bei demselben Aufwande von

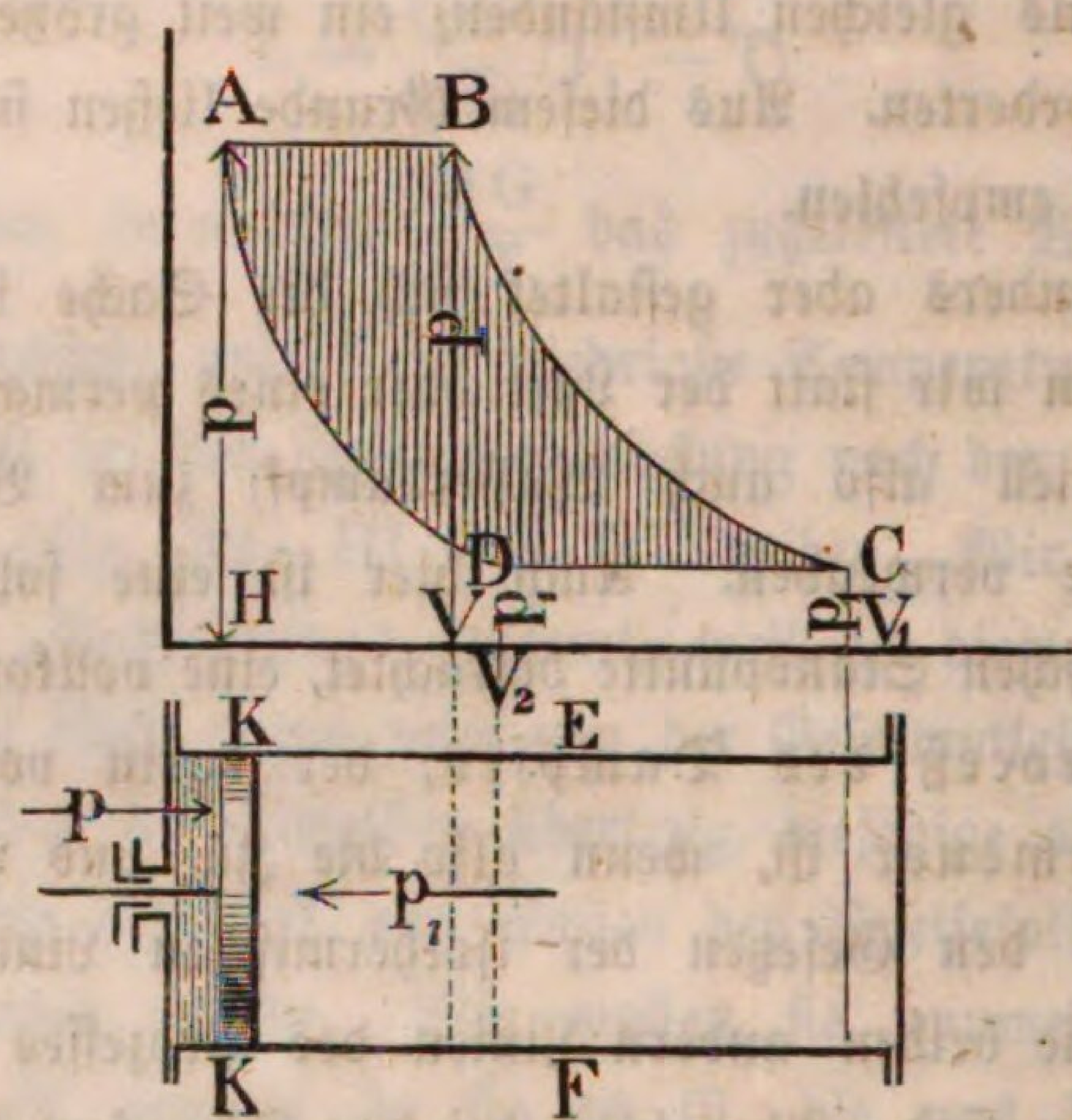
Wärme und bei demselben Temperaturgefälle eine größere Leistung zu erzielen, als eine solche Maschine gibt. Indessen besaßen dieselben, gegenüber denjenigen Heißluftmaschinen, bei welchen die Zuführung und Ableitung der Wärme nach andern, als nach isothermischen Curven stattfand, den Nachtheil, daß sie unter übrigens gleichen Umständen, ein weit größeres Cylindervolumen erforderten. Aus diesem Grunde ließen sie sich für die Praxis nicht empfehlen.

Ganz anders aber gestaltet sich die Sache in dieser Beziehung, wenn wir statt der Luft oder eines permanenten Gases Dampf (speciell also auch Wasserdampf) zum Betriebe einer Kraftmaschine verwenden. Auch hier ist eine solche Maschine vom theoretischen Standpunkte betrachtet, eine vollkommene, wenn der Kreisproceß des Dampfes, der darin vollzogen wird, ein vollkommener ist, wenn also die Zu- und Ableitung der Wärme nach den Gesetzen der isothermischen Linien stattfindet und wenn die beiden andern Linien des Prozesses wieder adiabatische Linien sind. Aber hier (bei den Dämpfen) läßt sich auch ein solcher Kreisproceß am leichtesten ausführen, weil jene erstern Linien gerade, mit der Abscissenachse parallele Linien sind. Auch bei den Heißluftmaschinen ist jener Proceß dann leicht anzuordnen, wenn die Zu- und Ableitung der Wärme nach geraden Linien vollzogen wird, wie dies bei der Belou'schen Heißluftmaschine (Seite 158 des I. Theils) der Fall war.

Von dem vollkommenen Kreisproceß einer Dampfmaschine soll nun zuerst die Rede sein. Wir werden daraus ersehen, aus welchem Grunde der Proceß in den jetzigen Maschinen noch kein vollkommener ist. Die Arbeit aber, welche durch den Kreisproceß einer Dampfmaschine, in welcher der Dampf einen vollkommenen Kreisproceß durchläuft und die deßhalb eine vollkommene Dampfmaschine genannt werden mag, wollen wir mit Zeuner die disponible Arbeit der Dampfmaschinen nennen.

Es sei E F, Fig. 29, der Dampfcylinder mit dem Kolben KK. Links von diesem letztern sei ein gewisses Wassergewicht von G Klgr. eingeschlossen. Die Kraft, mit welcher der Kolben von rechts nach links, vermöge der Einwirkung der Arbeits-

Fig. 29.



maschinen, gezogen wird, betrage pro Quadratmeter p Klgr., der Gegendruck auf denselben von rechts nach links p_1 Klgr. Ist die Maschine eine Condensationsmaschine, so beträgt derselbe durchschnittlich 0,15, ist sie eine ohne Condensation, so haben wir dafür 1,1 Atm. circa zu setzen.

Es werde nun dem Wasser von Außen Wärme zugeführt, bis seine Temperatur auf t^0 gestiegen ist. Dabei wollen wir annehmen, daß t die Temperatur repräsentire, bei welcher der sich aus dem Wasser entwickelnde Dampf der Kraft p das Gleichgewicht hält. Fahren wir alsdann mit der Wärmezuführung weiter fort, so entsteht aus dem Wasser Dampf von der Temperatur t und der Spannung p und dieser treibt den Kolben nach rechts. Hat derselbe den Raum H V = A B durchlaufen, so mag nun die Flüssigkeitsmasse zum größten Theile verdampft sein.

Angenommen, das specifische Dampfgewicht sei jetzt x; dann haben wir in dem Gemische von Dampf und Wasser

$$G x \text{ Klgr. Dampf}$$

und

$$G(1 - x) \text{ Klgr. Wasser.}$$

Zur Erzeugung dieses Gemisches von t^0 aus dem Wasser von t^0 bedurften wir

$$G r x \text{ W.-E.}$$

wenn r die ganze Verdampfungswärme bezeichnet. Nunmehr soll sich dieses Gemisch nach der adiabatischen Linie B C (also ohne Zuführung noch Ableitung von Wärme) ausdehnen, bis das Volumen auf $H V_1 = V_1$ gestiegen, Temperatur und Spannung aber auf t_1 und p_1 herab gegangen sind. Bekanntlich schlägt sich dabei Dampf nieder und die am Ende der Ausdehnung vorhandene specifische Dampfmenge ist kleiner, als beim Beginne der Ausdehnung. Denken wir uns, am Ende der Expansion sei das specifische Dampfgewicht x_1, so besteht zwischen diesem und dem specifischen Dampfgewichte am Anfange die Beziehung:

$$\frac{x r}{T} + \tau = \frac{x_1 r_1}{T_1} + \tau_1.$$

wo r_1 die Verdampfungswärme bei der Temperatur t_1 bezeichnet (siehe Seite 86). Der Kolben möge nunmehr das Ende seines Laufes erreicht haben. Jetzt werde das Dampfvolumen V_1 von der Temperatur t_1 unter Beibehaltung der Spannung p_1 zusammengedrückt, bis das Volumen auf $H V_2 = V_2$ gesunken ist; mit andern Worten, der Kolben soll während der Zusammendrückung den Raum C D durchlaufen haben. Gleichzeitig sei der Punkt D so gewählt, daß, wenn man nun das Volumen $H V_2$ nach der adiabatischen Linie D A comprimirt, das noch übrig gebliebene Dampfvolumen zu Wasser geworden und der ursprüngliche Zustand wieder erreicht sei. Ist der Proceß in dem

angedeuteten Sinne vollzogen, so haben wir nicht nur einen vollständigen, sondern auch einen vollkommenen Kreisproceß durchgeführt, d. h. einen solchen, bei welchem die gewonnene Arbeit das Maximum der Arbeit bezeichnet, welche durch die zugeführte Wärme überhaupt zu erzielen ist. Welchen andern vollständigen Kreisproceß wir auch mit dem Dampfe vollziehen mögen, die geleistete Arbeit ist bei demselben Wärmeaufwande geringer, als jene. Bezeichnen wir nun die specifische Dampfmenge bei D mit x_2 (sie ist natürlich ungleich kleiner als bei C), so muß, da dieselbe bei $A = 0$ ist, für x_2 die Gleichung bestehen:

$$\frac{r_1 x_2}{T_1} + \tau_1 = \tau.$$

Da in C das ganze Dampfgewicht $G x_1$ war, da es aber in $D : G x_2$ ist, so hat man auf dem Wege CD die Wärme

$$Q_1 = G r_1 (x_1 - x_2)$$

ableiten müssen. — Der ganze hier vollzogene Kreisproceß ist also demjenigen ähnlich, den wir Seite 169 u. d. flgdn. des I. Theiles beschrieben haben, wo die Ausdehnung und Compression der Luft unter constantem Drucke stattfand. Wie dort die wirklich gewonnene Arbeit, d. h. diejenige nach Abzug des constanten Gegendrucks p durch die Fläche $T_1 T_2 T_3 T_2$ repräsentirt wurde, so bezeichnet hier die Fläche ABCD die wirklich gewonnene Arbeit, wobei diejenige Arbeit, welche der Gegendruck p_1 beansprucht hat, schon in Abzug gebracht ist. Wird demnach jene Arbeit mit L bezeichnet, so haben wir bekanntlich

$$L = \frac{1}{A}(Q - Q_1)$$

(Seite 103 des I. Theils). Setzen wir statt Q und Q_1 die obigen Werthe, so entsteht:

$$L = G r x - G r_1 (x_1 - x_2).$$

Da aber

$$r_1 x_1 = \left(\frac{r x}{T} + \tau - \tau_1\right) T_1$$

und

$$r_1 x_2 = (\tau - \tau_1) T_1 \text{ ist,}$$

so haben wir, wenn wir diese Werthe einsetzen und vereinfachen:

$$L = \frac{G r x}{T A}(T - T_1) \ldots\ldots (CXIII)$$

oder

$$L = \frac{Q}{A T}(T - T_1) \ldots\ldots (CXIV).$$

Es ist dies also dieselbe Gleichung, die wir im I. Theile als Gleichung für die Leistung der Heißluftmaschinen erhalten haben. Der Quotient $\frac{Q}{A T}$ bezeichnet auch hier das zugeleitete **Wärmegewicht**, die Differenz $T - T_1$ der absoluten Temperaturen ist das sogenannte Temperaturgefälle. Sowie also der Hydrauliker die Totalleistung, oder wie man auch sagen kann, die disponible Leistung eines Wasserrades aus dem Gewichte des in einer gewissen Zeit auf das Rad gelangenden Wassermasse und dem Gefälle des Gewerkes bestimmt, so bestimmen wir vom Standpunkte der mechanischen Wärmetheorie die **disponible Leistung einer Dampfmaschine durch das Produkt aus dem in einer gewissen Zeit zugeleiteten Wärmegewichte in das Temperaturgefälle.**

Da bei jedem vollständigen Kreisprocesse das abgeleitete Wärmegewicht dem zugeleiteten gleich ist, da wir ferner dieses abgeleitete Wärmegewicht durch $\frac{Q_1}{A T_1}$ darstellen können, so ergibt sich auch für die Totalleistung einer vollkommenen Dampfmaschine der Ausdruck:

$$L = \frac{Q_1}{A T_1}(T - T_1) \ldots\ldots (CXV).$$

Beide Formeln (CXIV und CXV) geben also für eine bestimmte Wärme Q oder Q_1 die absolute Maximalleistung einer Dampfmaschine. Bei derselben zu- oder abgeleiteten Wärme Q oder Q_1 ist diese Leistung also um so größer, je größer das Temperaturgefälle $T - T_1$ ist. Für Heißluftmaschinen konnten wir aus praktischen Rücksichten T nicht über 573° sein lassen und T_1 konnte nicht wohl unter 273° herab gehen. Wollten wir bei Dampfmaschinen $T = 573$ also $t = 300°$ sein lassen, so würden wir auf eine enorme Dampfspannung kommen, da schon bei 230° die Spannung des Dampfes circa 28 Atmosphären beträgt. Gegenwärtig ist man wohl kaum über 10 Atmosphären Dampfspannung hinaus gegangen, so daß also die bis dahin angewandte Maximaltemperatur $t = 180{,}3$ oder $T = 273 + 180{,}3 = 453{,}3°$ beträgt. Ob es thunlich ist, noch höhere Spannungen anzuwenden, kann nur durch die Praxis entschieden werden. Ferner wird man nicht wohl unter $t_1 = 46{,}2$ d. i. unter $T_1 = 273 + 46{,}2 = 319{,}2°$ hinunter gehen können, da diese Temperatur einer Spannung von $1/_{10}$ Atmosph. entspricht; wollte man nämlich jene Temperatur noch geringer sein lassen, so würde die anzuwendende Condensationswassermenge zu bedeutend werden. Für Maschinen ohne Condensation ist natürlich $t_1 = 100$ also $T_1 = 373°$. Betrachten wir also die Temperatur $t = 180{,}3°$ als Maximaltemperatur, so würden wir für die Maximalleistung einer Dampfmaschine mit vollkommenen Kreisproceß erhalten, falls die Maschine eine Condensationsmaschine wäre

$$L = \frac{424\,Q}{453{,}3}(180{,}3 - 46{,}2) = 0{,}935 \,.\, 134{,}1 \,.\, Q$$

$$= 125{,}38\,Q \text{ Mtrklgr.} \ldots\ldots \text{(CXVI)}$$

und wenn die Maschine ohne Condensation arbeitete:

$$L = \frac{424\,Q}{453{,}3}(180{,}3 - 100) = 0{,}935 \,.\, 80{,}3 \,.\, Q$$

$$= 75{,}08\,Q \text{ Mtrklgr.} \ldots\ldots \text{(CXVII)}.$$

Beispiel.

Welche Arbeit liefert eine vollkommene Dampfmaschine, welche stündlich 100 Klgr. Dampf von 10 Atmosph. Spannung verwendet?

Setzen wir voraus, der Dampf enthalte kein Wasser beigemischt, so haben wir nach Seite 221 $Q = G r$, wo Q und G auf die Stunde bezogen werden können. Nun ist $r = \varrho + A p u$ bei einer Spannung von 10 Atm. $= 478{,}8$; demnach Q d. h. die stündlich zugeführte Wärmemenge $478{,}8 \,.\, 100 = 47880$ W.-E. und die pro Sekunde zugeführte 13,3 W.-E. Hiernach erhalten wir für eine Condensationsmaschine

$$L = 125{,}38 \,.\, 13{,}3 = 1667{,}55 \text{ Mtrklgr.}$$

oder

$$N = \frac{1667{,}55}{75} = 22{,}23 \text{ Pferdekräfte.}$$

Für eine Maschine ohne Condensation entsteht:

$$L = 75{,}08 \,.\, 13{,}3 = 998{,}56 \text{ Mtrklgr.}$$

oder

$$N = \frac{998{,}56}{75} = 13{,}32 \text{ Pferdekräfte.}$$

Da nun auch, zufolge der Formeln (CXIV und CXV) die Leistung einer Dampfmaschine allein von der in einer gewissen Zeit zugeführte Wärmemenge Q und von dem Temperaturgefälle $T - T_1$ abhängt, so ist klar, daß es auf die Art der Flüssigkeit, welche wir verwenden, gar nicht ankommt, ob also Wasser-, Weingeist-, Aetherdampf u. s. w. oder ob sogar atmosphärische Luft angewandt wird, hat auf die Leistung keinen Einfluß.

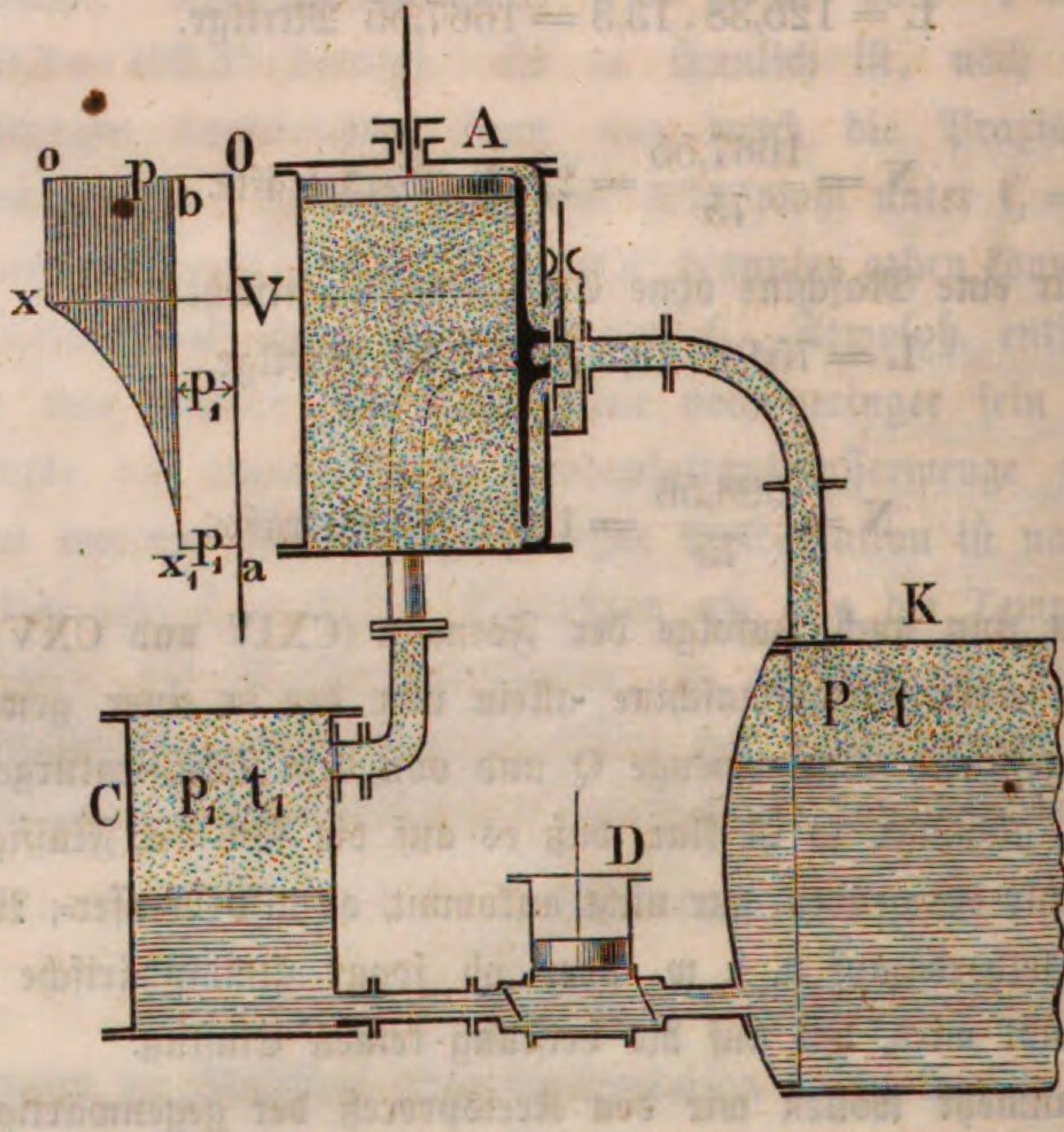
Nunmehr wollen wir den Kreisproceß der gegenwärtig bestehenden Dampfmaschinen betrachten, und deren Totalleistung berechnen. Wir werden dann sehen, weßhalb dieser Proceß kein vollkommener Kreisproceß ist. Vergleichen wir dann die Leistung,

die durch diesen Proceß erzielt wird, mit der Leistung einer vollkommenen Dampfmaschine, so ergibt sich der Effektverlust in Folge der Unvollkommenheit des Processes, wovon oben (Seite 214) die Rede war.

C. Kreisproceß der ausgeführten Dampfmaschinen und Bestimmung des Effektverlustes wegen Unvollkommenheit des Processes.

Bei den gegenwärtigen Dampfmaschinen haben wir es auch mit einem vollständigen aber nicht mit einem vollkommenen Kreisprocesse zu thun. Durch Fig. 30 soll dies erläutert werden.

Fig. 30.



Es sei A der Dampfcylinder K der Kessel. Der Dampf in demselben habe die Spannung p und die Temperatur t. Letzterer gelangt durch eine Röhre (das Dampfrohr) nach dem sogenannten

Schieberkasten, der sich rechts vom Cylinder A befindet. Der Kolben möge seine höchste Stelle eingenommen, also der Schieber den obern Dampfkanal schon etwas geöffnet haben. Dampf von der Spannung p gelangt alsdann über den Kolben, vorausgesetzt, daß durch Reibung 2c. nichts von der ursprünglichen Spannung verloren gegangen sei. Der Kolben wird also durch den Druck p abwärts getrieben. Die Linie O O des neben den Cylinder gezeichneten Diagramms möge den Druck p repräsentiren. Hat der Kolben den Raum O V = V durchlaufen, sind also V Kbkm. Dampf vom Kessel in den Cylinder gelangt, so werde der Dampf abgesperrt. Nunmehr durchläuft der Kolben den noch übrigen Theil seines Weges durch die Expansion des Dampfes; letzterer dehnt sich dabei nach der adiabatischen Linie $x x_1$ (siehe das Diagramm) aus. Angenommen, am Ende der Ausdehnung und wenn der Kolben das untere Ende seines Weges erreicht hat, besitze der Dampf die Spannung p_1 und die Temperatur t_1, die auch der Dampf im Condensator C besitzen mag. Ueber dem Kolben ist jetzt Dampf von der Spannung p_1 vorhanden, dessen Volumen V_1 betrage. Jetzt hat bekanntlich der Schieber den untern Dampfkanal etwas geöffnet, Kesseldampf von der Pressung p gelangt also unter den Kolben; dieser beginnt somit seinen Weg nach oben. Während derselbe so von unten nach oben geht, schiebt er das über ihm befindliche Dampfvolumen V_1 von der Spannung p_1 allmälig in den Condensator; der über dem Kolben lastende Gegendruck ist demnach beständig $= p_1$; die Linie $x_1 a$ im Diagramm möge diesen Druck repräsentiren, während die Linie $x_1 b$ den Weg bezeichnet, den der Kolben nach oben zurücklegt.

Nehmen wir nun an, die Maschine besitze einen Oberflächencondensator, so schlägt sich in diesem das ganze Dampfvolumen V_1 nieder; dieses wird dann von der Speisepumpe D aufgesogen und in den Kessel K gedrückt. Hier wird es nun zuerst wieder

von t_1 auf t^0 erwärmt, dann in Dampf verwandelt, um nun in diesem Zustande wieder nach dem Cylinder zu strömen. Der Kreisproceß ist damit beendigt. Ist die Maschine mit einem Einspritzcondensator versehen, so muß zwar die Pumpe D nicht bloß das condensirte Dampfgewicht sondern auch das eingespritzte kalte Wasser wieder aus dem Condensator fortschaffen, dagegen hat sie dem Kessel nur so viel Wasser zuzudrücken, als vorhin beim Oberflächencondensator. Arbeitet die Maschine ohne Condensation, so ist der vom Kolben zu überwindende Gegendruck p_1 gleich dem Atmosphärendruck, es ist dann ebenso, als ob die Maschine eine Condensationsmaschine wäre, bei welcher der condensirte Dampf eine Temperatur von 100^0 besitzt. Wenngleich in diesem Falle dem Kessel wieder dasselbe Wassergewicht, wie vorhin, zugedrückt werden muß, so besitzt dies doch, vorausgesetzt, die Maschine sei mit keinem Vorwärmer versehen, eine niedrigere Temperatur, und man hat demnach zur Erwärmung dieses Wassers auf die Kesseltemperatur mehr Wärme zuzuführen, als wenn die Maschine mit Condensation arbeitete.

Da wir nun hiernach die Art des Kreisprocesses der gegenwärtig vorhandenen Dampfmaschinen kennen, so können wir nunmehr auch die Totalleistung derselben berechnen. — Zunächst ist klar, daß der Inhalt des Diagramms $b\,o\,x\,x_1$, die Größe der Dampfleistung pro Hub nach Abzug der Gegenleistung des Condensatordampfes oder der atmosphärischen Luft bezeichnet. Wird hiervon also die Arbeit subtrahirt, welche die Hineinschaffung des Wassers in den Kessel erfordert, so haben wir die Arbeit, die dem Kreisprocesse einer gewöhnlichen Dampfmaschine entspricht. Diese sowie die Totalleistung sollen nun berechnet werden.

Wir nehmen wieder an, das pro Hub verbrauchte Gewicht an Dampf und Wasser betrage G Klgr.; x G Klgr. seien davon dampfförmig, also $(1 - x)$ G Klgr. flüssig. Das pro Hub verbrauchte Dampfvolumen V ist also

$$V = (x u + \sigma) G \text{ Kbkm.}$$

und die während des vollen Dampfdrucks geleistete Arbeit

$$L_1 = p V = p (x u + \sigma) G \text{ Mtrklgr.}$$

Bezeichnen wir das specifische Dampfgewicht am Ende der Expansion mit x_1, so ergibt sich für das Volumen V_1 am Ende der Expansion:

$$V_1 = (x_1 u_1 + \sigma) G.$$

Da der Dampf nach der adiabatischen Curve $x x_1$, Fig. 30, expandirt, so beträgt nach Seite 96 Gl. (XXVII) die geleistete Arbeit:

$$L_2 = (q - q_1 + x \varrho - x_1 \varrho_1) \frac{G}{A} \text{ Mtrklgr.}$$

Mithin die Dampfleistung pro Hub:

$$L_1 + L_2 = \left[p (x u + \sigma) + \frac{1}{A} (q - q_1 + x \varrho - x_1 \varrho_1) \right] G$$

Hiervon geht die Leistung des Gegendrucks p_1 ab. Diese beträgt offenbar

$$L_3 = p_1 (x_1 u_1 + \sigma) G \text{ Mtrklgr.}$$

Hiernach erhalten wir für die Leistung des Dampfes, abgesehen von derjenigen Arbeit, welche die Kesselspeisung in Anspruch nimmt:

$$A (L_1 + L_2 - L_3) =$$
$$\left[A p (x u + \sigma) + (q - q_1 + x \varrho - x_1 \varrho_1) - A p_1 (x_1 u_1 + \sigma) \right] G \text{ W.-E.}$$

Nun ist bekanntlich $r = A p u + \varrho$; wird dieser Werth in vorstehende Gl. eingeführt, so ergibt sich:

$$L_1 + L_2 - L_3 = \left[q - q_1 + x r - x_1 r_1 + \sigma (p - p_1) A \right] \frac{G}{A}$$

oder, wenn wir die Summe $L_1 + L_2 - L_3$ mit L bezeichnen:

$$A L = \left[q - q_1 + x r - x_1 r_1 + A \sigma (p - p_1) \right] G \text{ W.-E.} \ldots\ldots \text{(CXVIII)}.$$

Wird das letzte Glied in dieser Gleichung wegen seiner Kleinheit vernachlässigt, so entsteht die Gleichung (LV) Seite 146,

die wir für den Ausfluß des Dampfes erhalten haben. Es ist demnach

$$A.\frac{w^2}{2g}G = AL$$

oder

$$G.\frac{w^2}{2g} = L,$$

d. h. die Totalleistung einer gewöhnlichen Dampfmaschine pro Hub ist der lebendigen Kraft gleich, welche der pro Hub verbrauchten Dampfmasse G innewohnt, wenn sie mit der Geschwindigkeit w aus dem Kessel strömt. Dies könnte Veranlassung sein, zu glauben, daß es zweckmäßig sei, den Dampf durch Stoß oder Reaction wirken zu lassen. Bedenkt man aber, daß ein Reactionsrad nur dann das Maximum seiner Leistung gibt, wenn es mit derselben Geschwindigkeit umgeht, mit der die Flüssigkeit aus demselben ausfließt (wenn man von der Centrifugalwirkung absieht), so würde ein derartiges Rad eine ungeheure Geschwindigkeit besitzen müssen, da ja die Geschwindigkeit w des ausströmenden Dampfes schon bei einer geringen Spannung sehr groß ist; aber eine solche Geschwindigkeit würde einen bedeutenden Theil des Effektes verzehren, wenn sie überhaupt für irgend eine Arbeitsverrichtung Werth hätte (Zeuners Wärmetheorie, Seite 477).

Bestimmen wir nun aus der bekannten Gleichung

$$\frac{x\,r}{T} + \tau = \frac{x_1\,r_1}{T_1} + \tau_1.$$

das Glied $x_1\,r_1$ und setzen es in die letzte Gleichung ein, so entsteht nach einiger Umformung auch für die Totalleistung:

$$A\,L = \left[\frac{x\,r}{T}(T - T_1) + q - q_1 - (\tau - \tau_1)T_1 \right.$$

$$\left. + A\,\sigma(p - p_1)\right] G \text{ W.-E.} \ldots\ldots (CXIX).$$

Dieser Ausdruck ist nun noch nicht derjenige für die äußere Arbeit des Kreisprocesses einer Dampfmaschine; derselbe entspricht vielmehr der ganzen gewonnenen Arbeit bis zu dem Punkte, wo die G Kilogr. Dampf von der Temperatur t zu Wasser von der Temperatur t_1 geworden sind. Zur Vervollständigung des Kreisprocesses haben wir dies Wasser noch in den Kessel zu schaffen.

Dabei haben wir nun zu unterscheiden, ob die Maschine mit oder ohne Condensation arbeitet. Im erstern Falle besitzt sie entweder einen Oberflächen- oder einen Einspritzcondensator; im andern strömt der gebrauchte Dampf in die freie Luft.

Es sei nun

a) die Maschine eine Condensationsmaschine mit Oberflächencondensator. Die Pumpe D, Fig. 30, hat alsdann pro Hub die G Klgr. condensirten Dampfes anzusaugen und in den Kessel zu drücken. Bezeichnen wir den Luftdruck pro □ Mtr mit p_0, so haben wir für die Arbeit zum Ansaugen:

$$G\sigma(p_0 - p_1)$$

für die zum Hineindrücken in den Kessel:

$$G\sigma(p - p_0).$$

Und wenn man beide Arbeiten addirt, so erhält man für die Gesammtleistung der Pumpe:

$$L_4 = G\sigma(p - p_1) \text{ Mtrklgr.}$$

In W.-E. entsteht:

$$A L_4 = A\sigma(p - p_1) G.$$

Wird dieser Ausdruck von dem unter (CXIX) abgezogen, so erhält man für die Arbeit, welche durch den Kreisproceß einer Dampfmaschine gewonnen wird, wenn dieselbe einen Oberflächencondensator besitzt:

$$A L = \left[\frac{xr}{T}(T - T_1) + q - q_1 + (\tau - \tau_1) T_1\right] G \text{ W.-E.} \ldots\ldots \text{(CXX)}.$$

b) Die Maschine sei mit einem Einspritzcondensator versehen. Wir nehmen dabei an, daß die Luftpumpe nicht

allein das Wasser ansauge, sondern auch in den Kessel drücke; außerdem sehen wir davon ab, daß die Pumpe auch noch Luft anzusaugen habe. Ist G_0 das pro Hub in den Condensator eingespritzte kalte Wasser, so hat die Pumpe pro Hub das Wasserquantum $G + G_0$ aufzunehmen, aber nur das Quantum G in den Kessel zu fördern. Zum Ansaugen ist die Arbeit erforderlich:

$$(G_0 + G)(p_0 - p_1)\sigma = G_0\,\sigma(p_0 - p_1) + G\,\sigma(p_0 - p_1).$$

Die Wassermasse G_0 wird alsdann abgeleitet. Zum Hineindrücken der Masse G in den Kessel ist die Arbeit:

$$G\,\sigma(p - p_0)$$

nothwendig. Die Gesammtarbeit der Pumpe beträgt also:

$$L_4 = G_0\,\sigma(p_0 - p_1) + G\,\sigma(p - p_1).$$

Da der Summund rechts dem letzten Summanden in Gl. (CXIX) gleich ist, so erhält man für die Arbeit, welche durch den Kreisproceß gewonnen wird, wenn die Dampfmaschine einen Einspritzcondensator besitzt:

$$A\,L = \left[\frac{x\,r}{T}(T - T_1) + q - q_1 + (\tau - \tau_1)\,T_1\right]G$$
$$- G_0\,\sigma(p_0 - p_1)\,A \text{ W.-E.} \ldots\ldots (CXXI).$$

Das letzte Glied in dieser Gleichung ist aber im Vergleich mit den andern wieder so klein, daß es recht wohl vernachlässigt werden kann.

Die Maschine arbeite ohne Condensation und es werde

c) der Kessel durch eine gewöhnliche Druckpumpe gespeist. Die Höhe, bis zu welcher das Wasser angesogen werde, sei $= h$. Die Arbeit zum Ansaugen beträgt alsdann:

$$G\,h.$$

Die zum Hineindrücken in den Kessel:

$$G\,\sigma(p - p_0).$$

Nun ist aber im vorliegenden Falle $p_0 = p_1$ zu setzen, daher die ganze Arbeit der Pumpe

$$L_4 = G\,h + G\,\sigma(p - p_1).$$

Und wenn man nun diese Arbeit von Gl. (CXIX) in Abzug bringt, entsteht für die Arbeit der Maschine:

$$A L = \left[\frac{x r}{T}(T-T_1)+q-q_1-(\tau-\tau_1)T_1-A h\right] \text{W.-E.} \ldots\ldots (CXXII).$$

Wird auch hier das Glied A h wegen seiner Kleinheit vernachlässigt, so entsteht wieder Gl. (CXX).

d) Der Kessel wird durch einen Giffard'schen Injector gespeist. In diesem Falle bedürfen wir keiner äußern Arbeit zum Betriebe des Injectors; wir können also direct von Formel (CXIX) Gebrauch machen, worin nun freilich das letzte Glied nicht weiter in Rücksicht zu ziehen ist. Es bezeichnet demnach die Gleich. (CXX) in Wirklichkeit die Totalleistung in W.-E. gemessen, die durch den Kreisproceß der gegenwärtigen Dampfmaschinen gewonnen wird.

Die weitere Frage würde nun die sein: welche Wärmemenge ist dabei überhaupt aufgewendet worden? Kennen wir diese und führen wir dieselbe sodann in Gl. (CXIV) statt Q ein, so erhalten wir die Leistung einer Maschine mit vollkommenem Kreisproceß; die Vergleichung dieser Arbeit, mit derjenigen unserer Dampfmaschinen, also mit derjenigen, die durch Gl. (CXX) dargestellt wird, führt dann auf den Effectverlust in Folge der Unvollkommenheit des Processes. Jene Wärmemenge läßt sich aber leicht ermitteln.

Wir nehmen zuerst an, die Maschine sei eine Condensationsmaschine. Die G Klgr. Dampf, welche die Maschine pro Hub verbraucht, werden alsdann im flüssigen Zustande dem Condensator pro Hub entzogen und in den Kessel gedrückt. Die Temperatur dieses Wassers haben wir oben mit t_1 und die Flüssigkeitswärme mit q_1 bezeichnet. Demnach enthalten die G Klgr. Wasser

$$G\, q_1 \text{ W.-E.}$$

Im Kessel werden dieselben auf t^0 erwärmt, wobei die

Flüssigkeitswärme auf q steigt. Die den G Klgr. Wasser zuzuführende Wärme beträgt also:

$$G(q - q_1)$$

Nun haben wir bis dahin stets angenommen, daß von den G Klgr. Wasser nur G x Klgr. Dampf der Maschine zugeführt würden, daß hingegen $(1 - x)G$ Klgr. im flüssigen Zustande in den Cylinder gelangten. Es sind demnach von den G Klgr., die nunmehr eine Temperatur von t^0 besitzen, x G Klgr. zu verdampfen. Die dazu erforderliche Wärme ist aber:

$$G r x.$$

Somit ist die zu obiger Totalleistung verwendete Wärme

$$G(r x + q - q_1) = G\left[q - q_1 + (\varrho + A p u) x\right].$$

Wir nehmen ferner an, die Maschine sei keine Condensationsmaschine und die Speisung erfolge vermittelst des Injectors. Hat das Speisewasser eine Temperatur von $t_0{}^0$, ist also seine Flüssigkeitswärme $= q_0$, und denken wir uns, dasselbe werde auf $t_1{}^0$ durch den Dampf des Injectors vorgewärmt, so muß dieser Dampf eine gewisse Wärmemenge abgeben, wobei er selbst zu Wasser von $t_1{}^0$ wird. Gelangt nun dieser condensirte Dampf mit dem Speisewasser in den Kessel, so muß ersterer wieder so viel Wärme aufnehmen, als er beim Niederschlagen abgegeben hat, um wieder in Dampf von t^0 verwandelt zu werden. Freilich sehen wir dabei von derjenigen Wärme ab, die, in äußere Arbeit umgewandelt, erforderlich ist, das Speisewasser anzusaugen und in den Kessel zu drücken, die wir aber wegen ihrer Kleinheit vernachlässigen konnten. Ist also die Menge des angesogenen Wassers = G Klgr. und wird dasselbe auf $t_1{}^0$ vorgewärmt, so beträgt die abgegebene Wärme des Dampfes $G(q_1 - q_0)$ W.-E. und diese hat man, wie bemerkt, dem condensirten Dampfe im Kessel wieder zuzuführen, um daraus Dampf von t^0 zu machen. Das Speisewasser wird nun im Kessel von

$t_1{}^0$ auf t^0 erwärmt, wozu die Wärmemenge $G(q - q_1)$ W.-E. erforderlich ist. Demnach beträgt die Gesammtwärme, die man dem Speisewasser zuzuführen hat, um dasselbe auf die Temperatur des Kesselwassers zu bringen: $G q_1 - G q_0 + G q - G q_1 = G(q - q_0)$ W.-E. Endlich ist dieses Wasser noch in Dampf von t^0 zu verwandeln; dazu bedürfen wir, unter der Voraussetzung, daß von den G Kilogr. Speisewasser nur $G x$ Kilogr. Dampf gebildet werden: $G r x$ W.-E. Die Gesammtwärme, die wir mithin dem Speisewasser mitzutheilen haben, beläuft sich auf

$$G(r x + q - q_0) = G\left[q - q_0 + (\varrho + A p u) x\right] \text{ W.-E.}$$

Wird endlich der Kessel vermittelst einer gewöhnlichen Druckpumpe gespeist, und ist auch hier die Temperatur des Speisewassers $= t_0$ Grad, so haben wir wieder

$$G(r x + q - q_0) = G\left[q - q_0 + (\varrho + A p u) x\right] \text{ W.-E.}$$

nothwendig, um daraus Dampf von t^0 zu bilden. — Man sieht hieraus, daß wir bei Anwendung eines Injectors ebensoviel Wärme dem Speisewasser zuzuführen haben, um daraus den nöthigen Dampf zu bilden, als bei Anwendung der gewöhnlichen Druckpumpe, es hat also auch in dieser Beziehung der Injector keinen Vorzug vor einer Pumpe. Der einzige Vortheil, den wir also bei Anwendung eines Injectors erzielen, dürfte der sein, daß bei demselben die Reibungswiderstände geringer sind.

Aus vorstehenden Betrachtungen folgt, daß die zur Erzielung der oben berechneten Totalleistung oder der Leistung durch den Kreisproceß einer Dampfmaschine erforderliche Wärmemenge durch die Gl.

$$Q_1 = G(r x + q - q_0) = G\left[q - q_0 + (\varrho + A p u) x\right]$$

dargestellt werden kann, in welcher q_0 durch q_1 bei Condensationsmaschinen zu ersetzen ist.

Es ist also diese Wärme bei demselben q um so kleiner, je größer q_0, d. h. je wärmer das zur Speisung dienende

Wasser ist. Hieraus geht also hervor, wie wichtig es sei, das Speisewasser, bevor es in den Kessel gelangt, vorzuwärmen.

Würde nun bei einer vollkommenen Dampfmaschine die oben berechnete Wärme verwendet, so würde man damit die Leistung

$$L_m = \frac{G(q - q_0 + r x)}{A T}(T - T_1)$$

erhalten. Es ergibt sich dieser Ausdruck sofort, wenn man in Gl. (CXIV) statt Q den Werth $G(r x + q - q_0)$ setzt.

Diese Gleichung repräsentirt also diejenige Arbeit, welche uns überhaupt vom Standpunkte der mechanischen Wärmetheorie zu Gebote steht, wenn die Wärme $G(q - q_0 + r x)$ verwendet wird. — Für den ferneren Gebrauch ist es bequemer, die Formel in folgender Gestalt zu schreiben:

$$L_m = \frac{G}{A}\left[\frac{r x}{T}(T - T_1) + \frac{(q - q_0)(T - T_1)}{T}\right] \ldots\ldots (CXXIII).$$

Nun gewinnen wir durch den Kreisproceß unserer Dampfmaschinen nach Gl. (CXX) die Arbeit:

$$L = \frac{G}{A}\left[\frac{r x}{T}(T - T_1) + q - q_1 - (\tau - \tau_1) T_1\right]$$

Ziehen wir diese von dem vorhergehenden Ausdruck ab, so erhalten wir den Effect- oder Arbeitsverlust in Folge der Unvollkommenheit des Kreisprocesses. Nach einiger Reduction findet man dafür, wenn wir denselben mit L_1 bezeichnen:

$$L_1 = \frac{G}{A T}\left[(q_1 - q_0)T - (q - q_0)T_1 + (\tau - \tau_1) T T_1\right] \ldots (CXXIV).$$

Bei Condensationsmaschinen hat man hier q_1 statt q_0 zu setzen. Dividiren wir diesen Effectverlust durch die disponible Arbeit der Maschine, so erhalten wir das Verhältniß des Verlustes zu der Leistung, die uns überhaupt in der aufgewendeten

Wärme zur Verfügung steht. Dies Verhältniß ist also, wenn wir dasselbe mit w bezeichnen:

$$w = \frac{(q_1 - q_0)T - (q - q_0)T_1 + (\tau - \tau_1)TT_1}{(q - q_0 + rx)(T - T_1)} \ldots\ldots (CXXV).$$

Beispiel.

Eine Dampfmaschine ohne Condensation arbeite mit Dampf von $p = 5$ Atm. Spannung und zwar mit reinem Dampf ohne Beimischung von Wasser, wie groß ist w, wenn das Speisewasser eine Temperatur von $t_0 = 15^0$ besitzt?

Es ist nach den Tabellen für einen Druck von

5 Atmosphären	und	1 Atmosphäre
$t = 152{,}2$		$t_1 = 100{,}0$
$q = 153{,}7$		$q_1 = 100{,}5$
$\tau = 0{,}45$		$\tau_1 = 0{,}31$
$r = 499{,}2$		

Nach Gleichung (CXXV) erhalten wir dann für w:

$$w = \frac{(100{,}5-15)425{,}2-(153{,}7-15)373+(0{,}45-0{,}31)425{,}2.373}{(153{,}7-15+499{,}2)52{,}2}$$

$$= \frac{35554{,}6 - 51735{,}1 + 22203{,}9}{33298{,}4} = \frac{6005{,}33}{33298{,}4} = 0{,}18.$$

Es geht also der $\frac{18}{100}$ Theil (also 18 Procent) von der disponiblen Arbeit in Folge der Unvollkommenheit des Kreisprocesses verloren.

Zeuner, dem wir, so viel dem Verfasser bekannt, diese schönen und höchst interessanten Entwickelungen verdanken, hat nun an verschiedenen Beispielen untersucht, welchen Einfluß das Vorwärmen des Speisewassers und das dem Dampf mechanisch beigemengte Wasser auf den Effectverlust ausüben. Folgende Zusammenstellung, bei der angenommen wurde, daß nur reiner Dampf ohne beigemengtes Wasser verwendet werde, zeigt uns

recht auffallend, wie jener Verlust durch das Vorwärmen des Speisewassers herabgezogen wird; es sind dabei natürlich Maschinen ohne Condensation vorausgesetzt:

Dampfmaschinen **ohne** Condensation
(Gegendruck: 1 Atmosphäre.)

Druck im Kessel in Atmosphären:	Effectverlust w bei $t_1 = 15^0$	und	$t_1 = 100^0$
$1^1/_2$	0,15	"	0,01
3	0,16	"	0,03
4	0,17	"	0,04
5	0,17	"	0,05
6	0,18	"	0,05
8	0,19	"	0,06
10	0,19	"	0,07

Wird also das Speisewasser bis auf 100^0 vorgewärmt, so ist der Effektverlust in Folge der Unvollkommenheit des Kreisprocesses gering, besonders gilt dies für geringere Dampfspannungen. Condensationsmaschinen, bei welchen der Dampfgegendruck circa $^1/_{10}$ Atm. beträgt, die also Speisewasser von $t_1 = 46,2$ Grad verwenden, beträgt dieser Verlust, wenn der Kesseldampf $1^1/_2$ Atm. Spannung besitzt: 0,05 und hat er eine Spannung von 10 Atm. 0,1 d. i. 10 Procent. Es wächst also auch hier der Verlust mit der Spannung.

Folgende Zusammenstellung zeigt uns, wie der Verlust größer wird, wenn die Menge des Wassers, welche der Dampf mit sich führt, zunimmt. Dabei ist angenommen worden, die Maschine arbeite ohne Condensation und mit Dampf von 5 Atm. Spannung.

Specifische Dampfmenge:	Effektverlust bei folgenden Temperaturen des Speisewassers: $t_0 = 15^0$,	$t_0 = 80^0$,	$t_0 = 100^0$
$x = 1$	$w = 0{,}17$,	$w = 0{,}08$,	$w = 0{,}05$
$x = 0{,}90$	$= 0{,}19$,	$= 0{,}09$,	$= 0{,}05$
$x = 0{,}80$	$= 0{,}21$,	$= 0{,}10$,	$= 0{,}06$

Aus beiden Zusammenstellungen erhellet also deutlich, wie vortheilhaft es sei, daß das Speisewasser, bevor es in den Kessel gelangt, bis zu einem gewissen Grade vorgewärmt werde. Die Erfahrungen haben dies aber auch bereits vielfach bestätigt. Bekanntlich benutzt man gegenwärtig zu diesem Vorwärmen die durch den Fuchs entweichenden heißen Verbrennungsgase. Aber auch selbst in diesem Falle ist der Effectverlust für höhere Spannungen (und besonders dann, wenn der Dampf 10 bis 20 Procent Wasser mit sich führt) immer nicht unbedeutend, so daß man allerdings darüber nachzudenken hätte, den Kreisproceß der gegenwärtigen Dampfmaschinen so umzuändern, daß er dem Processe einer vollkommenen Dampfmaschine entspräche. Zu dem Ende müßte man natürlich nicht allen Dampf im Condensator niederschlagen, man hätte vielmehr so viel desselben zurückzubehalten, daß durch Compression nach der adiabatischen Curve dieser übrig bleibende Theil zu Wasser, und mit dem schon condensirten Dampfe zusammen auf die Kesseltemperatur (t^0) gebracht würde. Immerhin aber zeigen die vorstehenden Untersuchungen, daß doch im Ganzen der Verlust durch die Unvollkommenheit des Processes nur gering ist; die andern Verluste, wie z. B. derjenige wegen Unvollkommenheit der Expansion, wegen des schädlichen Raumes &c. sind zum Theil größer, wenigstens ist jener Verlust nur ein ziemlich kleiner Theil von den Gesammtverlusten. Es ist demnach keineswegs wahr, was Redtenbacher meinte, daß der Proceß unserer Dampfmaschinen ein höchst unvollkommener sei und daß man deßhalb auf eine andere Art und Weise der Ausnutzung

des Dampfes zu sinnen habe. „So lange die Fundamentalsätze der mechanischen Wärmetheorie" — wie Zeuner bemerkt — „als richtig bestehen bleiben, so lange können wir den Kreisproceß unserer Dampfmaschinen als einen sehr vollkommenen ansehen, und wenn an diesen Maschinen keine Arbeitsverluste auftreten würden, die größer sind als derjenige, welcher der eigentlichen Unvollkommenheit des Processes entspricht, könnten wir ruhig von der Verfolgung des Gedankens einer Verbesserung der Dampfmaschinen absehen, wenigstens derjenigen Dampfmaschinen, die mit gesättigtem Dampf arbeiten."

Zwölfter Abschnitt.

Vollständige Berechnung der Dampfmaschinen.

Indicirte Leistung.

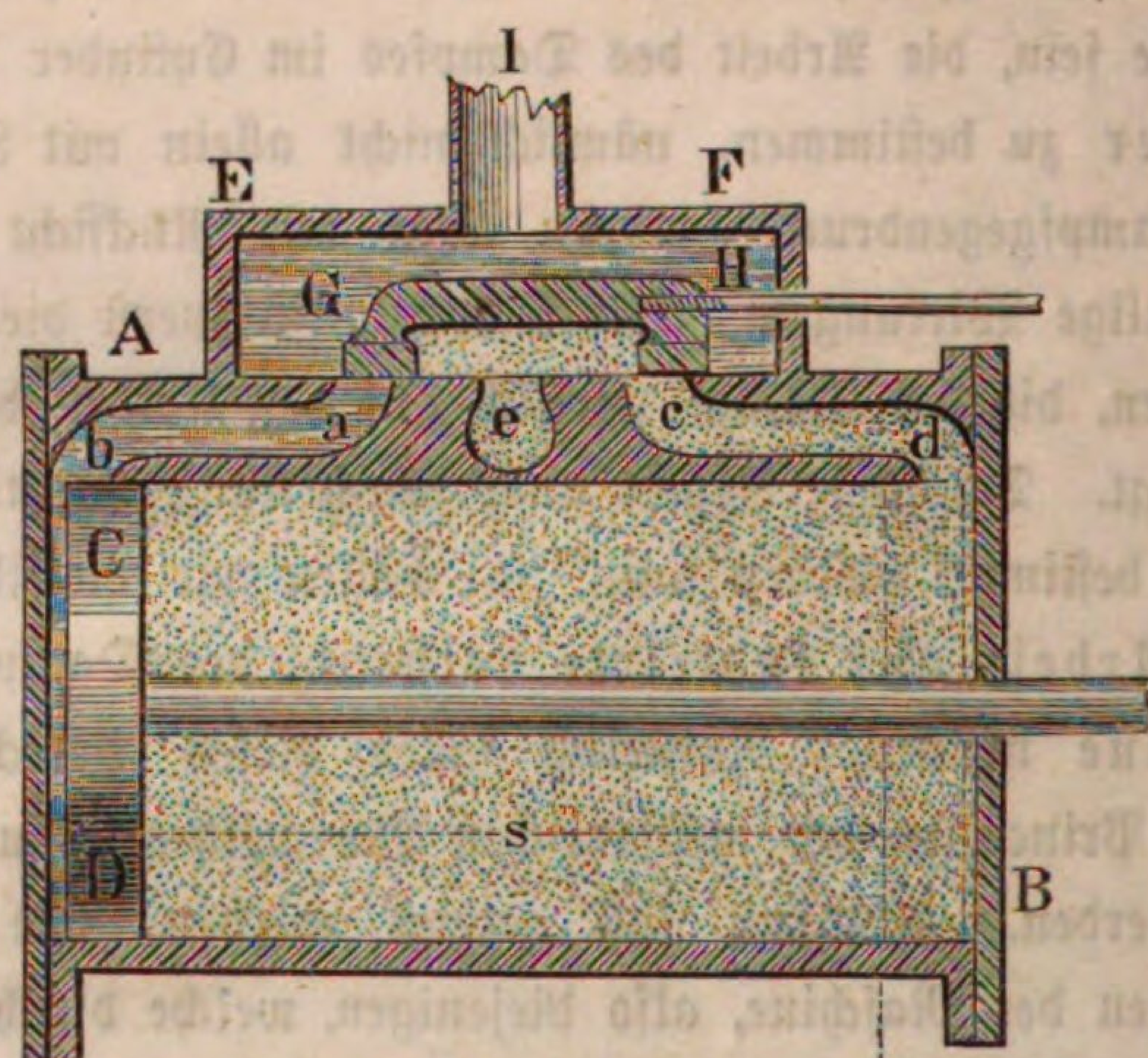
Wir haben im Vorhergehenden die Totalleistung oder auch diejenige Leistung einer gewöhnlichen Dampfmaschine berechnet, welche durch den Kreisproceß derselben gewonnen wird, wenn wir von derjenigen Arbeit absehen, welche die Speisung des Kessels in Anspruch nimmt. Es soll nunmehr zunächst unsere Aufgabe sein, die Arbeit des Dampfes im Cylinder der Maschine genauer zu bestimmen, nämlich nicht allein mit Rücksicht auf den Dampfgegendruck, sondern auch mit Rücksicht auf andere nachtheilige Wirkungen. Wir werden also zuerst diejenige Arbeit berechnen, die der Dampf wirklich auf den Kolben des Cylinders überträgt. Da diese Arbeit auch durch die Indicatordiagramme genau bestimmt werden kann, so wollen wir dieselbe die indicirte Arbeit oder indicirte Leistung des Dampfes oder der Maschine nennen. Natürlich sollen diesen Berechnungen die neuern Principien der mechanischen Wärmetheorie zu Grunde gelegt werden. Alsdann soll gezeigt werden, wie die Nebenleistungen der Maschine, also diejenigen, welche durch die Kolben- und Schieberreibung, durch die Bewegung des Schwungsrads,

der Pumpen ꝛc. ꝛc. in Anspruch genommen werden, zu bestimmen sind. Endlich wollen wir noch darthun, wie die Dimensionen, der Verbrauch an Brennmaterial u. s. w. für eine Maschine von bestimmter Leistung zu ermitteln sind. Hierzu wird es für diejenigen Leser, welche mit der Wirkungsweise des Dampfes in den gegenwärtigen Dampfmaschinen weniger bekannt sind, nothwendig sein, daß wir diese Art der Wirkung zuerst etwas genauer ins Auge fassen. Wir setzen dabei voraus, daß die Maschine eine Dampfmaschine mit gewöhnlichem Schieber sei, der durch ein Excentricum bewegt wird.

Wirkungsweise des Dampfes in den jetzigen Dampfmaschinen.

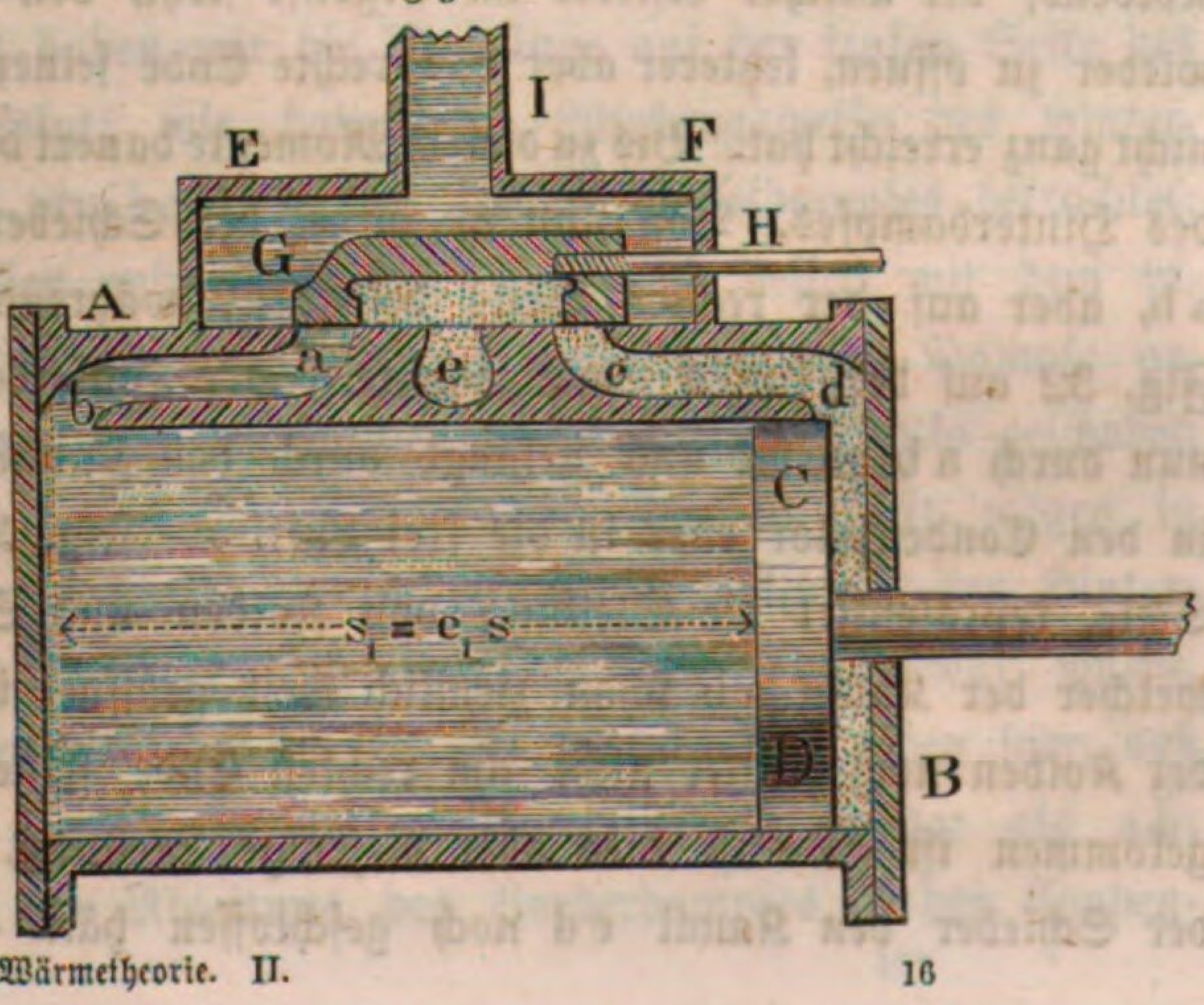
In den Figuren 31, 32, 33, 34 und 35 sei AB der Durchschnitt des Dampfcylinders, CD der Kolben, EF der Schieberkasten, mit einem Theile I des Dampfrohrs, GH sei der Schieber, ab und cd seien die Dampfkanäle und e bezeichne den Kanal, durch welchen der gebrauchte Dampf entweder in den Condensator oder in die freie Luft gelangt. In Fig. 31 steht der

Fig. 31.



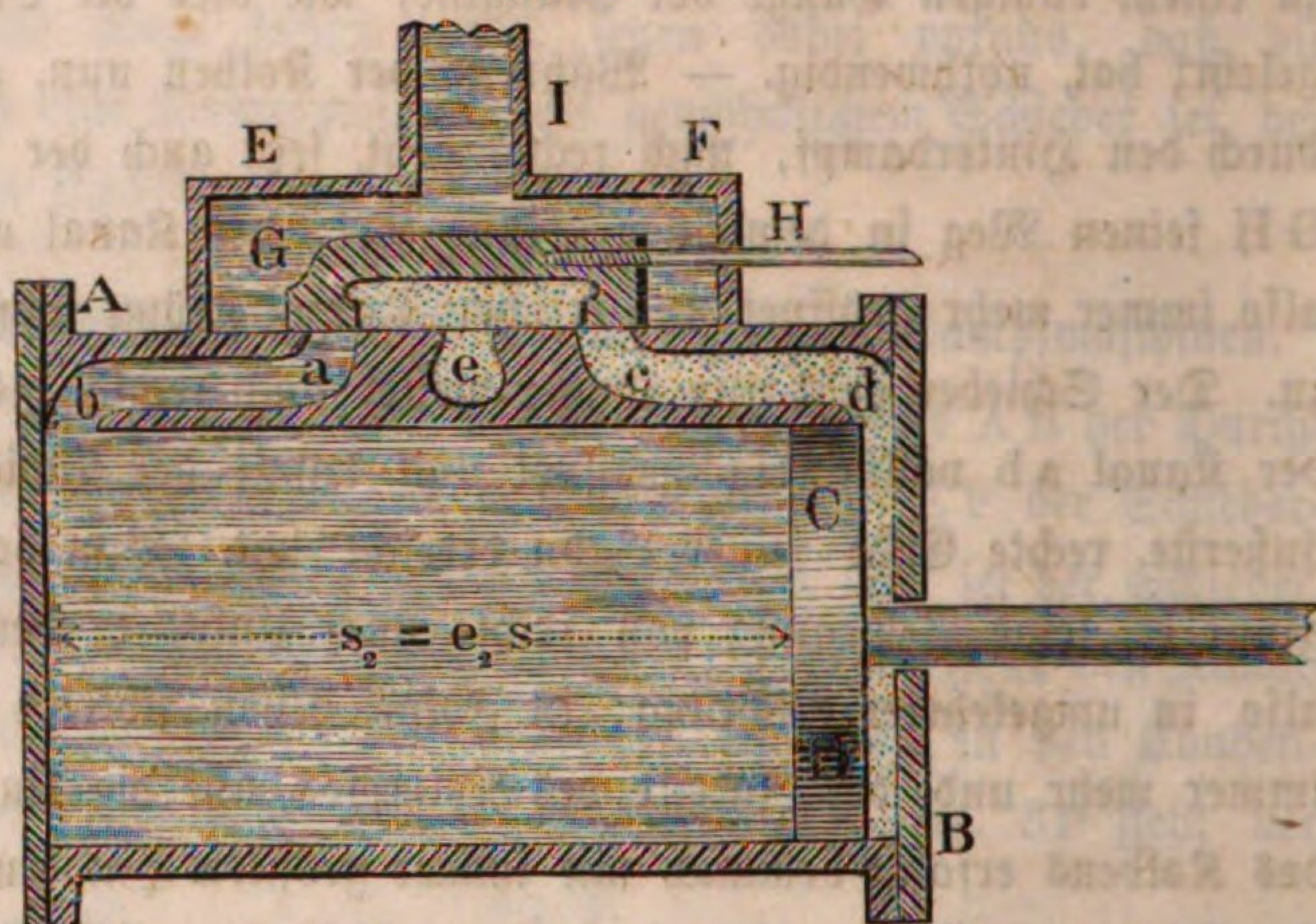
Kolben am linken Ende seiner Bahn; der Kanal a b ist schon etwas geöffnet und frischer Dampf vom Kessel tritt auf die linke Seite des Kolbens; diesen frischen Dampf wollen wir in Zukunft stets Hinterdampf nennen. Diese Anordnung, daß der entsprechende Dampfkanal stets etwas geöffnet ist, wenn der Kolben das eine oder andere Ende seines Weges erreicht hat, ist zu einem ruhigen Gange der Maschine, wie dies die Erfahrung gelehrt hat, nothwendig. — Während der Kolben nun, getrieben durch den Hinterdampf, nach rechts geht, setzt auch der Schieber G H seinen Weg in demselben Sinne fort; der Kanal a b wird also immer mehr geöffnet und frischer Dampf strömt immer mehr zu. Der Schieber geht nun immer weiter nach rechts, bis endlich der Kanal a b vollständig geöffnet und damit der Schieber das äußerste rechte Ende seiner Bahn erreicht hat. Von da an beginnt er seine Bewegung von rechts nach links, er bewegt sich also in umgekehrter Richtung; in Folge dessen schließt sich a b immer mehr und der Zutritt des Dampfes auf die linke Seite des Kolbens erfolgt demnach mit immer größern Hindernissen. — In Figur 32 ist der Kanal links vollständig geschlossen; dem

Fig. 32.



Kesseldampfe ist also sein Zutritt zum Cylinder verwehrt. Da der Kolben aber das Ende seines Weges nach rechts noch nicht erreicht hat, so wirkt nunmehr der Hinterdampf durch Expansion. Inzwischen geht der Schieber GH noch weiter nach links. — Fig. 33 zeigt uns diejenige Stellung des Schiebers und des

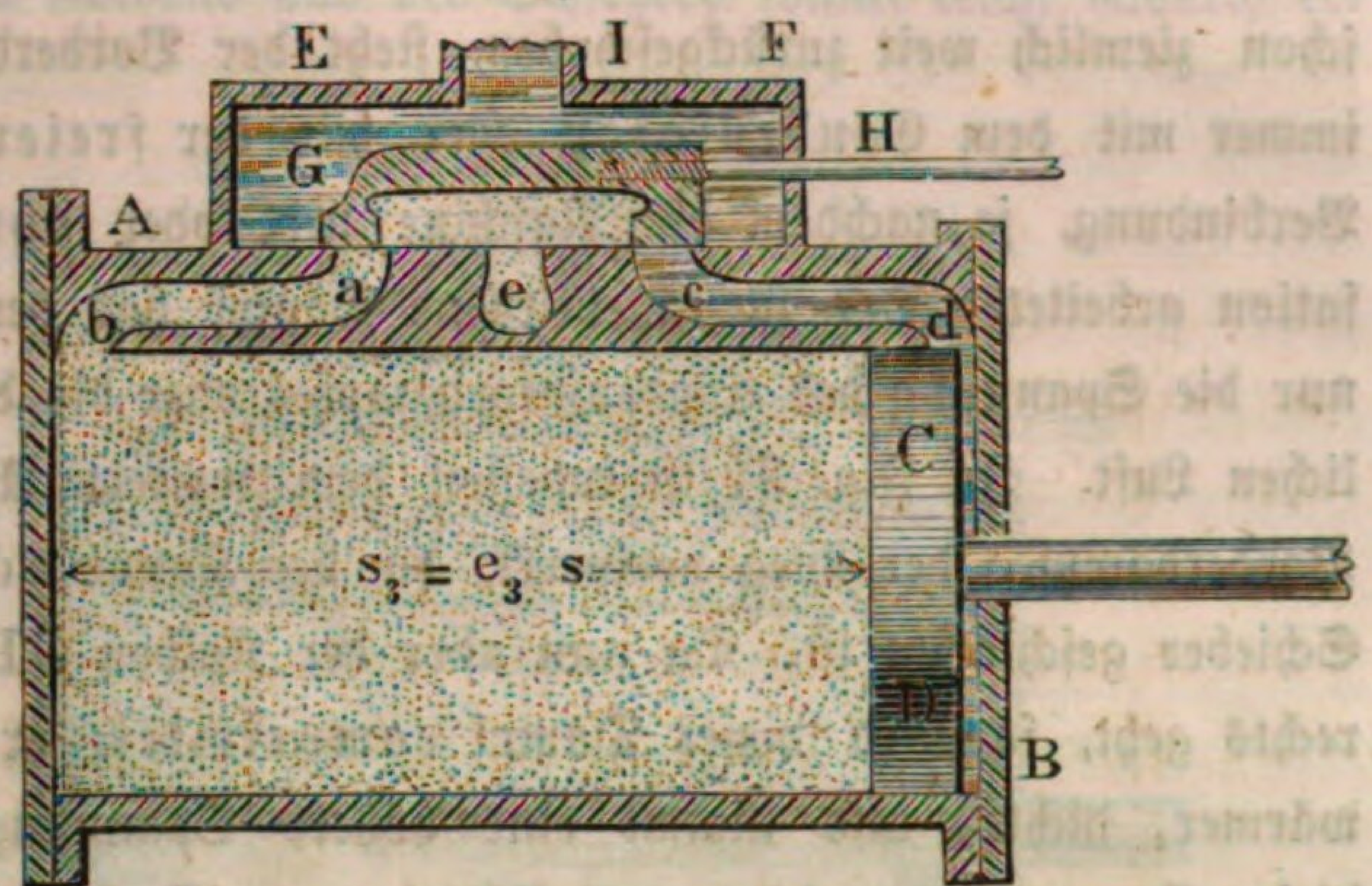
Fig. 33.



Kolbens, bei welcher ersterer im Begriffe steht, den Kanal links wieder zu öffnen, letzterer aber das rechte Ende seiner Bahn noch nicht ganz erreicht hat. Bis zu diesem Momente dauert die Expansion des Hinterdampfes. Von nun an öffnet der Schieber den Kanal a b, aber auf der rechten Seite desselben, während er ihn in Fig. 32 auf der linken Seite öffnete. Der Hinterdampf strömt nun durch a b zurück und gelangt durch den Kanal e entweder in den Condensator oder in die frei Luft. — Fig. 34, folgende Seite, repräsentirt die Stellung von Kolben und Schieber, bei welcher der Kanal a b schon ziemlich weit geöffnet ist, während der Kolben noch immer nicht am rechten Ende seiner Bahn angekommen ist. Es ist dies aber diejenige Stellung, bei welcher der Schieber den Kanal c d noch geschlossen hält. — Während

so nun der Schieber noch nach links und der Kolben noch etwas nach rechts sich bewegt, wird der Kanal c d geöffnet, so daß nun alsbald der Kolben das äußerste rechte Ende seines Weges erreicht und auf dieser Seite des Kolbens dieselben Verhältnisse

Fig. 34.



eintreten, die bis dahin auf der linken stattfanden. Der frische Dampf, der nun auf die rechte Seite des Kolbens tritt, heißt jetzt Hinterdampf.

Bis jetzt haben wir die Vorgänge auf der linken Seite des Kolbens verfolgt; wir haben die Wirkungsweise des Hinterdampfes, des treibenden oder frischen Kesseldampfes betrachtet; nunmehr wollen wir sehen, was während dessen mit dem sogenannten Vorderdampfe, d. h. mit demjenigen Dampfe geschieht, der vor dem den Kolben von rechts nach links geschoben hat. Wir haben diesen Dampf der Anschaulichkeit wegen in unseren Figuren durch Punkte dargestellt, während der Hinterdampf durch größere und kleinere Linien dargestellt wurde. Kehren wir also wieder zu Fig. 31 zurück. Wir sehen hier, daß der Kanal c d schon ziemlich weit geöffnet ist, weiter als a b; daß demnach die Ableitung des Vorderdampfes in den Conden-

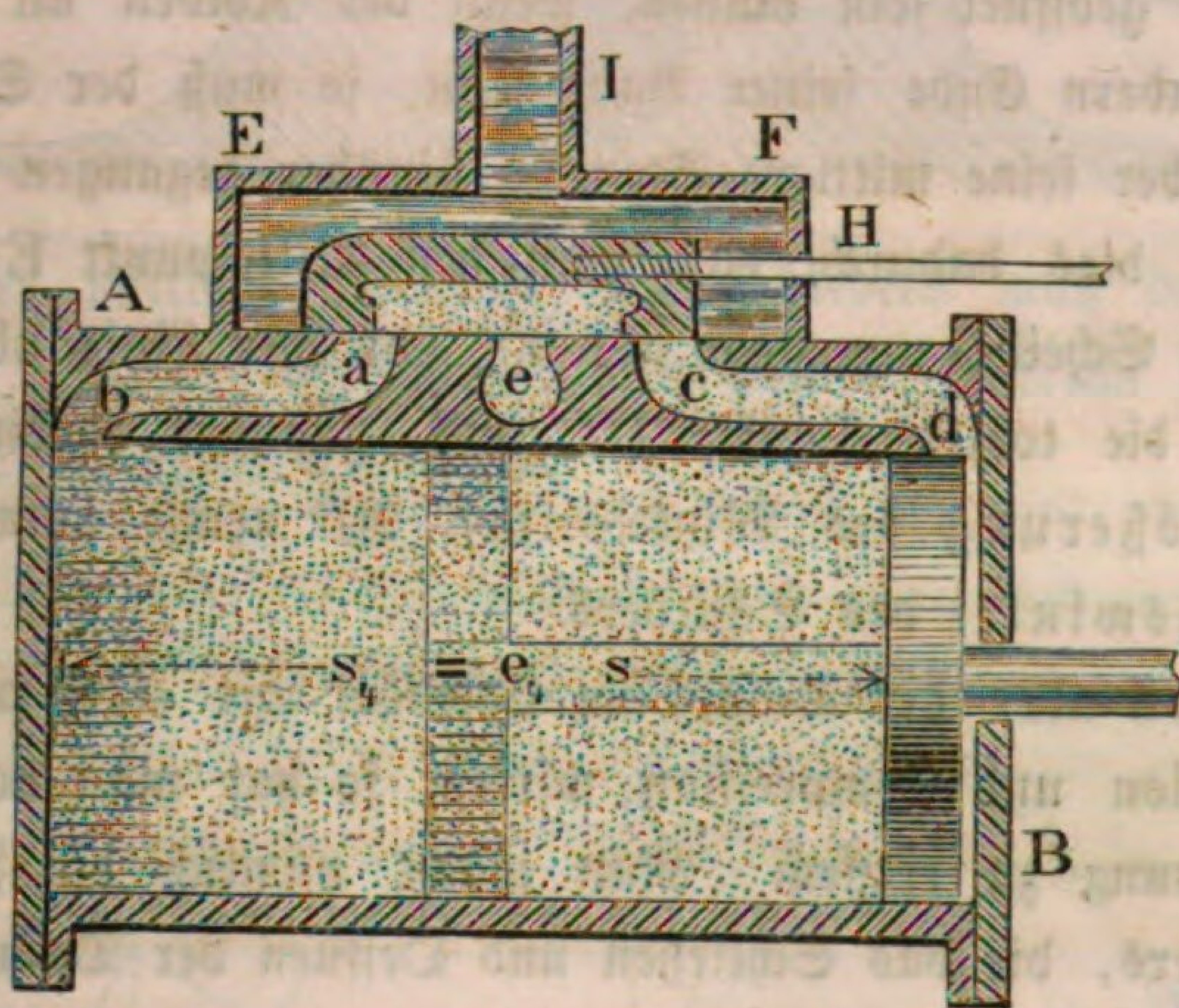
sator 2c. eher begonnen haben muß, als die Zuleitung des Hinterdampfes. Von da an wird dieser Kanal bei der Bewegung des Schiebers nach rechts immer mehr geöffnet, der Dampf kann also immer leichter zum Condensator oder in die freie Luft gelangen. Der Kanal ist vollständig geöffnet, wenn der Schieber nach rechts ausgeschoben hat. Fig. 32, bei welcher der Schieber schon ziemlich weit zurückgeschoben, steht der Vorderdampf noch immer mit dem Condensator oder mit der freien Luft in Verbindung, je nachdem die Maschine mit oder ohne Condensation arbeitet. Der zurückgebliebene Dampf hat demnach auch nur die Spannung des Condensatordampfes oder die der gewöhnlichen Luft. In Fig. 34 ist indessen dem weitern Austritt des Vorderdampfes der Weg versperrt, da der Kanal c d durch den Schieber geschlossen ist. Da nun aber der Kolben C D noch nach rechts geht, so wird dieser Dampf comprimirt; er wird also wärmer, dichter und nimmt eine höhere Spannung an. Zu dieser Compression gehört natürlich eine gewisse Arbeit, die von der Totalleistung der Maschine abzuziehen ist; aber diese Arbeit geht nicht verloren, da man jetzt zur Ausfüllung des schädlichen Raumes auf der rechten Seite des Kolbens, zwischen Kolben und Cylinderdeckel 2c. ungleich weniger Hinterdampf nothwendig hat. Durch Erfahrung weiß man, daß auch diese Anordnung wesentlich zum ruhigen und gleichförmigen Gange der Maschine mit beiträgt. — Fig. 35, folgende Seite, zeigt uns das Ende der Compression, also diejenige Schieberstellung, wo der Schieber den Kanal c d zu öffnen beginnt, so daß frischer Dampf auf die rechte Seite des Kolbens gelangt.

Die hier beschriebene Art der Wirkung des Dampfes wird durch zweierlei Anordnungen hervorgebracht; nämlich durch das sogenannte Voreilen und durch die Ueberdeckungen des Schiebers.

In frühern Jahren hatte man die Einrichtung so getroffen,

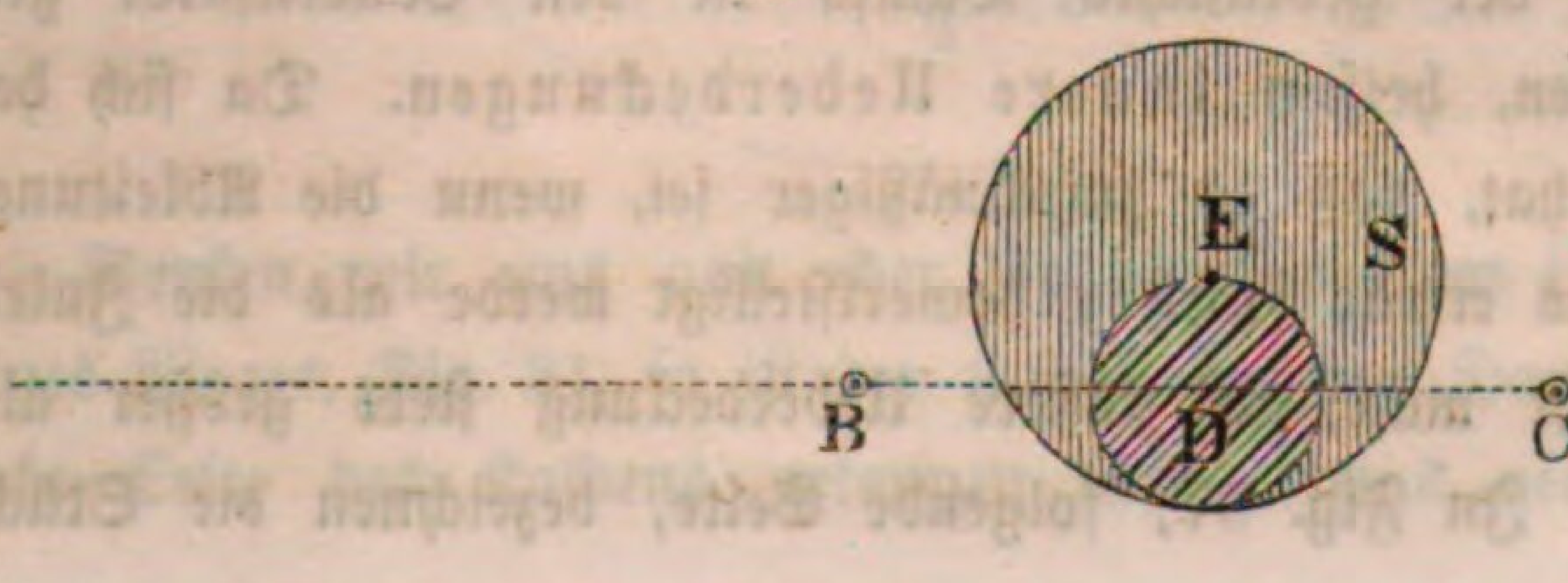
daß beide Kanäle geschlossen waren, wenn die Maschine auf ihren sogenannten todten Punkten stand; mit andern Worten, wenn der Kolben das eine oder andere Ende seines Weges erreicht hatte. Der Schieber befand sich alsdann in seiner mittlern Stellung. Ein derartiges Verhältniß zwischen der Bewegung des Kolbens und des Schiebers konnte leicht dadurch er-

Fig. 35.



reicht werden, daß man den Mittelpunkt der excentrischen Scheibe, durch welche der Schieber bewegt wird, so stellte, daß er um 90° von der Geraden abwich, welche die todten Punkte der Maschine mit einander verbindet. Denken wir uns also, wir hätten es mit einer Maschine mit liegendem Cylinder zu thun, B und C, Fig. 36, seien die todten Punkte derselben, so wurde die exentrische

Fig. 36.

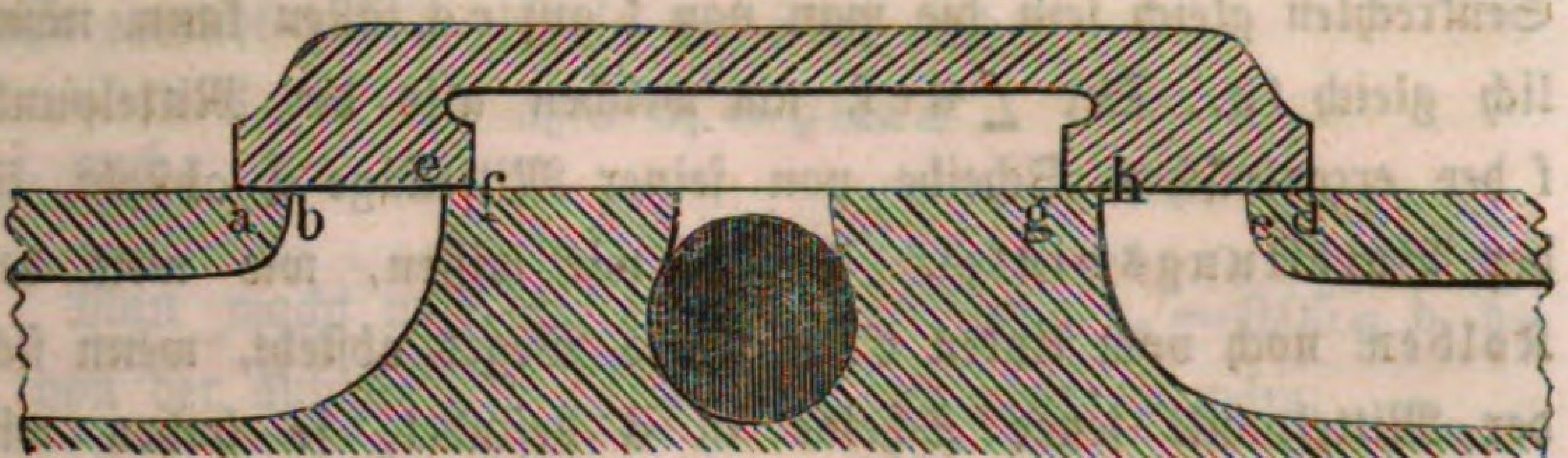


Scheibe S so auf die Schwungradwelle D gesetzt, daß jener Punkt, wie bemerkt, um 90° von der Linie BC abstand. In diesem Falle waren beide Dampfkanäle vollständig geöffnet, wenn der Kolben in der Mitte seines Weges angekommen war und wenn man sich Lenk- und Schieberstange unendlich lang denkt. Aber auch für eine endliche Länge dieser Stangen trifft das Gesagte sehr nahe zu. Da nun aber bei der jetzigen Einrichtung beide Kanäle geöffnet sein müssen, wenn der Kolben an dem einen oder andern Ende seiner Bahn steht, so muß der Schieber alsdann über seine mittlere Stellung hinüber gegangen sein. Man erreicht dies dadurch, daß man den Mittelpunkt E der excentrischen Scheibe um mehr als 90° von der Linie abstehen läßt, welche die todten Punkte BC mit einander verbindet. Diese Vergrößerung des Winkels von 90° nennt man den Voreilungswinkel des Schiebers.

Soll aber der Dampf im Cylinder mit einer angemessenen Expansion und Compression wirken, so hat man noch folgende Anordnung zu treffen. Man macht nämlich die Flächen des Schiebers, die das Schließen und Oeffnen der Dampfkanäle bewirken, größer als die Weite dieser Kanäle, so daß sie zu beiden Seiten derselben überstehen. Dieses Ueberstehen der Schieberflächen nennt man die Ueberdeckung. Diejenigen Theile der Flächen, welche die Kanäle nach außen, d. h. von denjenigen Seiten überdecken, von denen der Kesseldampf zuströmen kann, heißen äußere Ueberdeckungen, die andern Theile aber, welche die Kanäle von der Innenseite, also von derjenigen, von welcher der gebrauchte Dampf in den Condensator gelangt, überdecken, heißen innere Ueberdeckungen. Da sich herausgestellt hat, daß es zweckmäßiger sei, wenn die Ableitung des Dampfes etwas früher bewerkstelligt werde als die Zuleitung, so macht man die äußere Ueberdeckung stets größer als die innere. In Fig. 37, folgende Seite, bezeichnen die Stücke ab

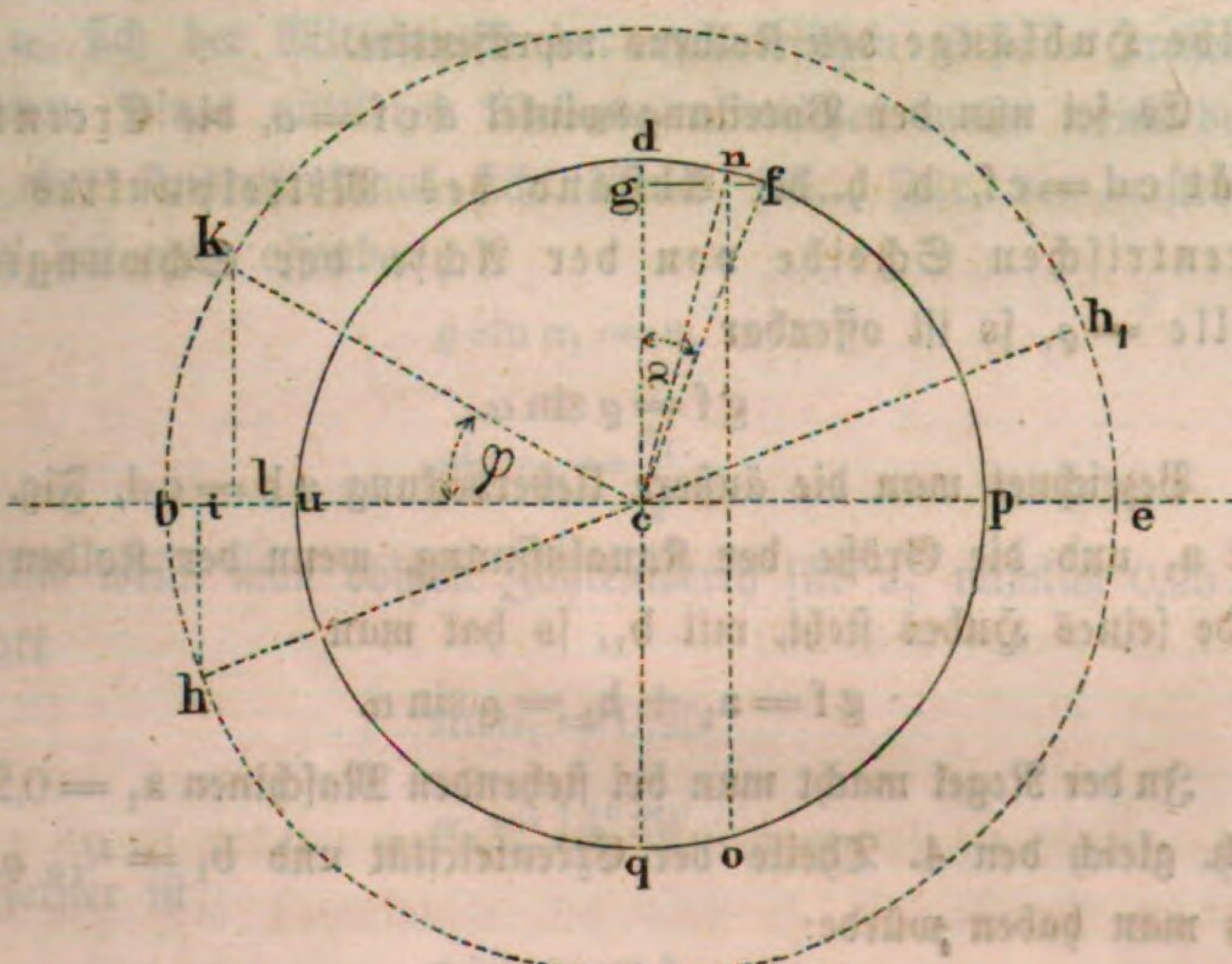
und c d die äußern, die Stücke e f und g h die innern Ueberdeckungen der beiden Schieberflächen a f und g d, und es sind die Ueberdeckungen a b und c d größer als die e f und g h.

Fig. 37.



Bei dieser mittlern Stellung des Schiebers muß der Mittelpunkt d, Fig. 38, der excentrischen Scheibe senkrecht über dem Punkte c der Linie b e liegen.

Fig. 38.



Denken wir uns nun, der Kolben stehe am linken Ende seines Weges, Fig. 31, so ist der Kanal, der den Dampf auf die linke Seite des Kolbens gelangen läßt, etwas geöffnet; der

Mittelpunkt d, Fig. 38, muß also mehr nach rechts, etwa nach f, gegangen sein. Nimmt man an Kurbel- und Excentrikstange seien unendlich lang, beide behielten also während ihres Hin- und Herganges eine zu b e parallele Lage, so müßte jener Weg der Senkrechten gleich sein, die man von f auf c d fällen kann, nämlich gleich f g. Der ∠ d c f, um welchen also der Mittelpunkt f der excentrischen Scheibe von seiner Mittellage d absteht, ist der **Voreilungswinkel**. Wollen wir wissen, wie weit der **Kolben** noch vom linken Ende seines Weges absteht, wenn sich der Mittelpunkt jener Scheibe in d befindet, so haben wir ∠ d c f im Punkte c unter die Linie b e zu legen, also ∠ b c h = d c f zu machen und von h eine Senkrechte auf b e zu fällen: das Stück b i bezeichnet dann die Strecke, um welche der Dampfkolben noch vom linken Ende seiner Bahn absteht; dabei setzen wir voraus, daß b c = c e die **Länge der Kurbel** oder die **halbe Hublänge** des Kolbens repräsentire.

Es sei nun der Voreilungswinkel d c f = α, die **Excentricität** c d = c f, d. h. der **Abstand des Mittelpunktes der excentrischen Scheibe von der Achse der Schwungradwelle** = ϱ, so ist offenbar

$$gf = \varrho \sin \alpha.$$

Bezeichnet man die äußere Ueberdeckung a b = c d, Fig. 37, mit a_1 und die Größe der Kanalöffnung, wenn der Kolben am Ende seines Hubes steht, mit b_1, so hat man

$$gf = a_1 + b_1 = \varrho \sin \alpha.$$

In der Regel macht man bei stehenden Maschinen $a_1 = 0{,}25\,\varrho$ d. h. gleich den 4. Theile der Excentricität und $b_1 = {}^1/_{10}\,\varrho$, so daß man haben würde:

$$(0{,}25 + 0{,}1)\,\varrho = \varrho \sin \alpha$$

$$\sin \alpha = 0{,}35$$

also

$$\alpha = 20^0\,30'.$$

Der Voreilungswinkel würde also $20\frac{1}{2}^0$ betragen.

Ist ferner die innere Ueberdeckung $ef = gh$ bei der mittlern Stellung des Excenters $= a_2$, die Weite der Oeffnung des Austrittskanals, wenn der Kolben das eine oder andere Ende seiner Bahn erreicht hat $= b_2$, so hat man auch

$$a_2 + b_2 = \varrho \sin \alpha$$

d. i. auch

$$a_2 + b_2 = 0{,}35\, \varrho.$$

Man macht nun die innere Ueberdeckung $a_2 = 0{,}05\, \varrho$ d. h. $\frac{1}{5}$ von der äußern Ueberdeckung, so daß hiernach wäre:

$$0{,}05\, \varrho + b_2 = 0{,}35\, \varrho$$

also

$$b_2 = 0{,}30\, \varrho.$$

Es ist demnach der Austrittskanal 3mal so weit geöffnet, als der Eintrittskanal, da ja $b_1 = 0{,}10\, \varrho$ ist.

Man kann nun auch leicht berechnen, um welche Winkel α_1 oder α_2 sich der Mittelpunkt der excentrischen Scheibe drehen, oder von seiner mittleren Stellung abweichen muß, wenn der Ein- oder Austrittskanal sich öffnen soll. Für den erstern Winkel hat man offenbar

$$\varrho \sin \alpha_1 = a_1$$

d. i.

$$\sin \alpha_1 = \frac{a_1}{\varrho}.$$

Und wenn man obigen Zahlenwerth für a_1 nämlich $0{,}25\, \varrho$ einführt

$$\sin \alpha_1 = 0{,}25$$

mithin

$$\alpha_1 = 14^0 29'.$$

Ferner ist

$$\varrho \sin \alpha_2 = a_2$$

mithin

$$\sin \alpha_2 = \frac{a_2}{\varrho} = \frac{0{,}05\, \varrho}{\varrho} = 0{,}05$$

$$\alpha_2 = 2^0 52'.$$

Der Mittelpunkt des Excenters braucht also nur wenig über seine mittlere Stellung hinüber zu gehen, um den Dampfaustrittskanal zu öffnen.

Steht der Kolben am Ende seines Weges links, so befindet sich die Kurbelwarze in b, also, wie schon bemerkt, auf einem ihrer todten Punkte. Denken wir uns nun, der Punkt b oder die Kurbelwarze habe einen gewissen Bogen = b k beschrieben, so läßt sich leicht berechnen, welchen Weg dabei der Kolben durchlaufen hat. Da wir vorausgesetzt haben, die Kurbel- oder Lenkstange sei unendlich lang, so finden wir diesen Weg, wenn wir von k eine Senkrechte auf b c fällen; das Stück b l bezeichnet die Länge dieses Weges. Da nun die Länge der Kurbel $cb = ck$ der halben Hublänge gleich ist, die wir mit $\frac{s}{2}$ bezeichnen wollen, so ist offenbar:

$$bl = bc - cl = \frac{s}{2} - \frac{s}{2} \cos \varphi = \frac{s}{2}(1 - \cos \varphi).$$

Für $\varphi = 90^0$ ist dieser Weg, da $\cos \varphi = 0$ ist: $\frac{s}{2}$; dagegen für $\varphi = 180^0$ hat man

$$\frac{s}{2}\Big(1 - (-1)\Big) = s.$$

Bezeichnen wir allgemein den Weg, den der Kolben zurücklegt, wenn die Warze des Krummzapfens den Bogen φ beschreibt, mit x, so haben wir also

$$x = \frac{s}{2}\Big(1 - \cos \varphi\Big).$$

Steht die Warze des Krummzapfens um den Bogen φ vom todten Punkte ab, so steht der Mittelpunkt der excentrischen Scheibe um den Winkel $\alpha + \varphi$ vom Punkte d, Fig. 38, entfernt, und der Weg w, um welchen der Schieber von seiner mittlern Lage absteht, ist

$$w = \varrho \sin(\alpha + \varphi).$$

Dieser Weg ist positiv zu nehmen, wenn die Bewegung des Schiebers in demselben Sinne erfolgt, wie die des Kolbens, im andern Falle hat man sie negativ zu setzen.

1. Weg des Kolbens bis zu Ende der Einstömung oder bis zum Beginn der Expansion. Es möge dieser Weg s_1 der e_1. Theil vom ganzen Wege s sein, so daß man also hat

$$s_1 = e_1 s.$$

Suchen wir nun e_1 zu berechnen. Die Einströmung des Dampfes ist beendigt, wenn das Ende a der Schieberfläche a f, Fig. 37, auf ihrem Rückgange in b wieder angekommen ist, denn dann ist der Hinterdampf vom Cylinder abgesperrt. Damit aber der Schieber aus seiner mittlern Stellung so weit nach rechts komme, daß sich der Dampfkanal links öffne, muß er den Weg $ab = a_1$ zurücklegen oder der Mittelpunkt d der excentrischen Scheibe, Fig. 38, muß den $\angle dcn = \alpha_1$ durchlaufen. Fällen wir nun von n eine Senkrechte auf b e und verlängern sie bis o, so ist o derjenige Punkt, den der Mittelpunkt der excentrischen Scheibe einnimmt, wenn der Schieber den Einströmungskanal wieder schließt. Jener Mittelpunkt hat also von dem Momente an, wo der Schieber den Eintrittskanal öffnete, bis zu dem, wo er ihn wieder schließt, den Bogen $npo = 180^0 - 2\alpha_1$ durchlaufen. Nun hat aber offenbar die Kurbelwarze denselben Bogen durchlaufen. — Als aber der Mittelpunkt der excentrischen Scheibe in n stand, war die Warze noch um einen Bogen von $\alpha - \alpha_1$ vom todten Punkte b (unterhalb desselben) entfernt; bezeichnen wir nun den Bogen, den die Warze von b an noch zurücklegen muß, um einen Winkel von $180^0 - 2\alpha_1$ zu durchlaufen, mit y, so haben wir:

$$\alpha - \alpha_1 + y = 180 - 2\alpha_1$$

also

$$y = 180 - (\alpha + \alpha_1).$$

Wird also in Gl., Seite 250, statt φ gesetzt: 180 —

$(\alpha + \alpha_1)$ und bedenkt man, daß z. B. $\cos(180 - \beta) = -\cos\beta$ ist, so erhält man für den Weg $x = e_1 s = s_1$, den der Kolben zurücklegt, während die Kurbelwarze den Bogen $180^0 - 2\alpha_1$ durchläuft:

$$e_1 s = \frac{s}{2}\left(1 + \cos(\alpha + \alpha_1)\right)$$

demnach

$$e_1 = \frac{1 + \cos(\alpha + \alpha_1)}{2}.$$

Da $\alpha = 20^0 30'$, $\alpha_1 = 14^0 29'$ betrug, so entsteht: $e_1 = 0{,}910$; die Füllung des Cylinders ist also beendigt, wenn der Kolben 0,91 seines Weges durchlaufen hat. Es beginnt dann die Expansion. Kolben- und Schieberstellung für den vorliegenden Fall sind in Fig. 32 deutlich dargestellt.

2. **Weg des Kolbens bis zu Anfang der Compression des Vorderdampfes oder bis zu Ende der Ausströmung des Vorderdampfes.** Die Compression des Vorderdampfes beginnt, wenn beim Rückgange des Schiebers (bei der Bewegung desselben von rechts nach links) der Eckpunkt g des Schiebers, Fig. 37, auf den Punkt h fällt. Der Schieber steht dann um die Strecke gh noch von seiner mittlern Stellung ab (und zwar mehr nach rechts), der Mittelpunkt der excentrischen Scheibe ist demnach um den Winkel α_2 (denn die Strecke gh entspricht diesem Winkel) von q, Fig. 38, entfernt. Von d an gerechnet hat also jener Mittelpunkt den $\angle\, 180 - \alpha_2$ durchlaufen. Dann hat aber die Kurbelwarze denselben Winkel von h an durchlaufen und von b an den:

$$180 - \alpha_2 - \alpha = 180 - (\alpha + \alpha_2).$$

Nun ist

$$\cos\left[180 - (\alpha + \alpha_2)\right] = -\cos(\alpha + \alpha_2).$$

Und wenn wir nun jenen Weg bis zum Beginne der Compression mit $s_3 = e_3 s$ bezeichnen, so haben wir

$$s_3 = e_3\,s = x = \frac{s}{2}\left[1 + \cos(\alpha + \alpha_2)\right]$$

oder

$$e_3 = \frac{1 + \cos(\alpha + \alpha_2)}{2}.$$

Setzt man für α und α_2 die bestimmten Werthe, so erhält man $e_3 = 0,959$; Fig. 34 zeigt uns die Stellung von Schieber und Kolben im vorliegenden Falle.

3. **Weg des Kolbens bis zu Ende der Expansion des Hinterdampfes oder bis zum Beginn der Ausströmung dieses Dampfes.** Die Expansion des Hinterdampfes ist beendigt, wenn der Schieber so weit nach links gegangen ist, daß f mit e, Fig. 37, zusammefällt. Dann ist der Schieber um die Strecke ef aus seiner mittleren Stellung mehr nach links gegangen. Da die Strecke ef einem Winkel von $\alpha^0{}_2$ entspricht, so ist offenbar der Mittelpunkt der excentrischen Scheibe, Fig. 38, um diesen Winkel links von q gekommen. Von d aus gerechnet hat also nunmehr jener Mittelpunkt den Winkel $180^0 + \alpha_2$ durchlaufen. Die Warze des Krummzapfens hat mithin von h aus denselben Winkel zurückgelegt, und folglich von b aus den:

$$180 + \alpha_2 - \alpha = 180 - (\alpha - \alpha_2).$$

Wenn wir also den in Rede stehenden Weg mit $s_2 = e_2\,s$ bezeichnen, so haben wir

$$s_2 = e_2\,s = \frac{s}{2}\left[1 + \cos(\alpha - \alpha_2)\right]$$

und

$$e_2 = \frac{1 + \cos(\alpha - \alpha_2)}{2}.$$

Für α und α_2 die früher berechneten Werthe gesetzt, gibt:

$$e_2 = 0,977.$$

Da die Expansion beginnt, wenn der Kolben 0,910 seines Weges durchlaufen hat, so dauert also die Expansion auf

$$0{,}977 - 0{,}910 = 0{,}067$$

des ganzen Hubes an.

Die Stellung von Schieber und Kolben bei Beendigung der Expansion des Hinterdampfes ist in Fig. 33 dargestellt.

4. Weg des Kolbens bis zu Ende der Compression des Vorderdampfes oder bis zum Beginn der Einströmung des Hinterdampfes auf der entgegengesetzten Seite des Kolbens. Die Compression des Vorderdampfes ist beendigt, wenn der Punkt d des Schiebers, Fig. 37, mit dem Punkte c zusammenfällt. In diesem Falle ist der Schieber um die Strecke c d von seiner mittlern Stellung mehr nach links gegangen. Der Mittelpunkt der excentrischen Scheibe befindet sich demnach um den $\angle \alpha_1$ von q, Fig. 38. Von d an gerechnet hat demnach jener Punkt den Winkel $180^0 + \alpha_1$ durchlaufen; also auch die Warze des Krummzapfens von h aus, und von b aus den

$$180 + \alpha_1 - \alpha = 180 - (\alpha - \alpha_1).$$

Demnach ergibt sich für den Weg des Kolbens bis zu Ende der Compression:

$$s_4 = e_4 s = x = \frac{s}{2}\left[1 + \cos(\alpha - \alpha_1)\right]$$

oder

$$e_4 = \frac{1 + \cos(\alpha - \alpha_1)}{2}.$$

Und wenn man auch hier wieder für α und α_1 die bestimmten Werthe setzt, erhält man:

$$e_4 = 0{,}997.$$

Der Kolben hat also nur noch eine äußerst kleine Strecke bis zu seinem todten Punkte (rechts) zu durchlaufen. Fig. 35 repräsentirt für den vorliegenden Fall die Stellung von Kolben und Schieber.

Da der Anfang der Compression auf $e_3 = 0{,}959$ und das

Ende derselben auf 0,997 des Kolbenhubes erfolgt, so beträgt die ganze Compression

$$0{,}997 - 0{,}959 = 0{,}038$$

des ganzen Hubes; sie ist also etwa halb so groß, als die Expansion. Außerdem ergeben Figuren und Rechnung, daß die Compression später beginnt aber auch später aufhört, als die Expansion. Für den ruhigen Gang der Maschine ist sie unentbehrlich.

Den Theil e_1 des ganzen Weges s, auf welchem sich der Cylinder mit Kesseldampf füllt, heißt **Füllungsgrad**. Für die gewöhnliche Anordnung der Schieber ist er oben zu 0,91 berechnet worden. Dieser Werth ist als **Maximalwerth** zu betrachten. Enthält die Maschine einen besondern Expansionsschieber oder ein besonderes Expansionsventil, so wird e_1 kleiner, die andern Größen e_2, e_3 und e_4 behalten indessen die oben berechneten Werthe bei.

Dampfvolumen pro Hub. Expansions- und Compressionsgrad.

Bezeichnen wir die Fläche des Kolbens mit F (□Mtr.), so beträgt der Raum, den derselbe durchläuft, wenn er einen ganzen Hub vollendet

$$F s \text{ Kbkm.}$$

Strömte der Dampf während des ganzen Kolbenweges s in den Cylinder, so würden pro Hub F s Kbkm. Dampf verbraucht, da er aber nur auf dem Wege e_1 s einströmt, so hat man dafür

$$F e_1 s \text{ Kbkm.}$$

Indessen schließt der Kolben, wenn er am Ende seiner Bahn steht, niemals vollständig an den Deckel an; es muß also der freibleibende Raum auch mit Dampf angefüllt werden. Ferner ist auch der Dampfkanal, durch welchen der Dampf einströmt, jedesmal mit Dampf zu füllen. Beide Dampfmengen tragen bei Volldruckmaschinen fast gar nichts zur Arbeitsverrichtung bei, sie

gehen also fast vollständig verloren. Man hat deßhalb jene Räume, die diese Dampfmengen aufnehmen, **schädliche Räume** genannt. Bei Expansionsmaschinen nehmen dagegen diese Dampfmengen an der Expansion mit Theil, die Spannung des Dampfes im Cylinder sinkt also bei demselben Expansionsgrade etwas weniger, als ohne schädlichen Raum, dagegen nimmt der Dampf, der diesen Raum ausfüllt, in der Volldruckperiode an der Arbeitsverrichtung nicht Theil. In Folge dessen vergrößert der schädliche Raum allerdings die Leistung der Expansionsmaschinen, aber nicht in dem Verhältniß des Mehrverbrauchs an Dampf, und aus diesem Grunde muß eine Maschine mit schädlichem Raume einen kleinern Wirkungsgrad besitzen, als ohne denselben.

Es betrage nun der schädliche Raum den e Theil vom ganzen Cylindervolumen, so hat man für den Inhalt jenes Raumes

$$F e s \text{ Kbkm.}$$

Wenn nun während des ganzen Hubes Dampf einströmte, so betrüge der Dampfverbrauch

$$F e s + F s = F s (1 + e) \text{ Kbkm.}$$

In Wirklichkeit beträgt aber der Dampfverbrauch pro Hub:

$$F e s + F e_1 s = (e + e_1) F s.$$

Das Dampfvolumen am Ende der Expansion ist:

$$F e s + F e_2 s = (e + e_2) F s.$$

Demnach der **Expansionsgrad** ε_1

$$\varepsilon_1 = \frac{e + e_1}{e + e_2}.$$

In dem Augenblicke, wo der mit dem Condensator oder mit der freien Luft in Verbindung stehende Cylinderraum abgesperrt wird, beträgt die eingeschlossene Dampfmasse von der Spannung des Condensatordampfes oder der Luft

$$F s + F e s - F e_3 s = (1 + e - e_3) F s.$$

In diesem Augenblicke beginnt die Compression jenes Dampfes. Am Ende derselben beträgt das eingeschlossene Dampfvolumen

$$F s + F e s - F e_4 s = (1 + e - e_4) F s.$$

Somit der Compressionsgrad:

$$\varepsilon_2 = \frac{1 + e - e_3}{1 + e - e_4}.$$

Bei Maschinen mit gewöhnlichem Schieber ist e durchschnittlich $= 0{,}05$, d. h. der schädliche Raum beträgt $^5/_{100}$ des ganzen Cylinderraumes; in diesem Falle besitzen die Kanäle circa die halbe Länge des ganzen Cylinders. Bei Expansionsmaschinen mit zwei Schiebern hat man aber $e = 0{,}070$ bis $0{,}075$ zu setzen Sind die Kanäle sehr kurz, wie dies z. B. bei der Corliß- oder Allen-Maschine der Fall ist, wo der schädliche Raum fast nur aus dem Raume zwischen Deckel und Kolben besteht, so nehme man $e = 0{,}02$.

Beispiel.

Wie groß ist der Expansionsgrad ε_1 bei einer Expansionsmaschine, bei welcher der Dampf auf der Hälfte des Kolbenweges abgesperrt wird?

Nehmen wird $e = 0{,}070$, so erhält man:

$$\varepsilon_1 = \frac{0{,}070 + 0{,}5}{0{,}070 + 0{,}977} = \frac{0{,}570}{1{,}047} = 0{,}544.$$

Leistung des Hinterdampfes.

Diese Leistung zerfällt bei jeder Maschine in zwei Theile; der eine bezieht sich auf die Wirkung, welche der Dampf bei vollem Druck, also während der stetigen Einströmung des Hinterdampfes, leistet; der andere auf diejenige, welche die Expansion des Dampfes vollbringt. Bezeichnen wir die mittlere Hinterdampfspannung bei vollem Druck mit p_1 Klgr. pro Quadrat-

meter, so beträgt die Leistung des Dampfes in der Vollbruckperiode

$$L_1 = F s_1 p_1 \text{ Mtrklgr.}$$

Nehmen wir nun an, der Dampf befolge während der Expansion das Gesetz:

$$p v^{n_1} = p_1 v_1^{n_1},$$

so können wir nach Seite 106 die Expansionsleistung des Dampfes durch den Ausdruck:

$$\frac{p_1 v}{n_1 - 1} \left[1 - \left(\frac{v}{v_1} \right)^{n_1 - 1} \right] \text{ Mtrklgr.}$$

darstellen, wo v das specifische Dampfvolumen im Beginne der Expansion bezeichnet. Gebraucht die Maschine pro Hub G Klgr. Dampf und bezeichnen wir das Volumen dieses Gewichtes vor der Ausdehnung mit V, und das nach der Ausdehnung mit V_1, so haben wir für die Expansionsleistung

$$L_2 = \frac{p_1 V}{n_1 - 1} \left[1 - \left(\frac{V}{V_1} \right)^{n_1 - 1} \right] \text{ Mtrklgr.}$$

Der Werth von n_1 ist, wie wir früher gesehen haben, verschieden und richtet sich nach dem Wassergewichte, welches der Dampf mechanisch mit fortführt. Im Durchschnitt wird man $n_1 = 1{,}125$ setzen können, wenn der Dampf unmittelbar vom Kessel genommen wird; findet aber eine Erwärmung oder sogar eine Ueberhitzung des Dampfes statt, bevor er in den Cylinder gelangt, so kann n_1 größer genommen werden; man kann nach Grashof für $n_1 = 1{,}333$ setzen, wenn der Dampf nach der Expansion noch im trockenen Zustande ist, wenn sich also während der Ausdehnung kein Dampf niederschlägt.

Was den Werth von p_1 in obiger Formel anbelangt, so ist derselbe bei Berechnung der Expansionsleistung etwas kleiner zu nehmen, wenn der Abschluß des Hinterdampfes durch die gewöhnliche Bewegung eines Excentricums hervorgebracht wird.

Denn in diesem Falle geschieht der Abschluß des Dampfes nur allmälig. Man hat also alsdann zu setzen

$$p_1 = \beta_1 p_1$$

wo β_1 ein echter Bruch ist, den man zu 0,95 annehmen kann. Bei Corlißmaschinen, wo der Dampfzutritt plötzlich aufhört, ist $\beta = 1$ zu setzen; es behält also p_1 seinen vollen Werth. Bei Maschinen aber, die mit großer Kolbengeschwindigkeit arbeiten, wie dies z. B. in neuerer Zeit mit den Walzwerke direct wirkenden Dampfmaschinen der Fall ist, muß β unbedingt kleiner als 0,95 angenommen werden*).

Das Dampfvolumen V vor der Expansion ist nun

$$V = F e s + F e_1 s = F s (e + e_1),$$

das Volumen V_1 nach der Expansion beträgt hingegen:

$$V_1 = F e s + F e_2 s = F s (e + e_2).$$

Setzen wir diese Werthe in den obigen Ausdruck für L_2 ein, und berücksichtigen außerdem, daß $p_1 = \beta_1 p_1$ zu setzen ist, so erhalten wir für die wirkliche Expansionsleistung L_2 den etwas veränderten Werth:

$$L_2 = \frac{\beta_1 p_1 F s (e + e_1)}{n_1 - 1} \left[1 - \left(\frac{e + e_1}{e + e_2} \right)^{r_1 - 1} \right].$$

Und wird noch statt des Expansionsgrades $\frac{e + e_1}{e + e_2}$ der Werth ε_1 (Seite 256) gesetzt, so hat man nach einiger Umgestaltung:

$$L_2 = \beta_1 p_1 F s (e + e_1) \frac{1 - (\varepsilon_1)^{n_1 - 1}}{n_1 - 1}.$$

Setzen wir

$$\beta_1 (e + e_1) \frac{1 - (\varepsilon_1)^{r_1 - 1}}{n_1 - 1} = \lambda_1,$$

*) Genaueres über diesen Gegenstand findet man in dem schon früher citirten vortrefflichen Werkchen von Joh. Friedr. Radiger, Wien bei K. Gerold's Sohn.

so wäre

$$L_2 = \lambda_1 \, p_1 \, F \, s \text{ Mtrklgr.}$$

Die Expansion ist nun bekanntlich beendigt, bevor der Kolben das Ende seines Weges erreicht hat. Es öffnet sich in diesem Falle der Austrittskanal und die Hinterdampfspannung sinkt schnell auf die Spannung des Condensators oder der freien Luft hinab. Bezeichnen wir im vorliegenden Falle die mittlere Hinterdampfspannung mit p_2, so ist die Arbeit, da unter diesem Drucke der Kolben noch den Weg $s - s_2$ durchläuft

$$L_3 = F(s - s_2)\, p_2 = F\, s\,(1 - e_2)\, p_2 \text{ Mtrklgr.}$$

Hiernach haben wir also für die Leistung des Hinterdampfes im Ganzen:

$$L_1 + L_2 + L_3 = F\, s_1\, p_1 + \lambda_1\, p_1\, F\, s + F\, s\,(1 - e_2)\, p_2$$
$$= e_1\, p_1\, F\, s + \lambda_1\, p_1\, F\, s + F\, s\,(1 - e_2)\, p_2$$
$$= \Big[(e_1 + \lambda_1)\, p_1 + (1 - e_2)\, p_2\Big]\, F\, s.$$

Gegenleistung des Vorderdampfes.

Von der vorhin berechneten Leistung des Hinterdampfes ist nun diejenige abzuziehen, welche die Entfernung des Vorderdampfes verursacht. Wir bezeichnen die mittlere Vorderdampfspannung während der Ausströmung auf dem Wege s_3 mit p_3, so beträgt auf diesem Wege die Gegenleistung

$$L_4 = F\, s_3\, p_3 = F\, s\, e_3\, p_3.$$

Jetzt beginnt die Compression des Dampfes. Das Gesetz der Spannungszunahme während derselben sei

$$p\, v^{n_2} = p_1\, v_1^{\,n_2} = \text{etc.}$$

Der Werth von n_2 kann wie der von n_1 nur durch genaue Versuche bestimmt werden. Im Mittel läßt sich setzen $n_2 = 1{,}15$ (Grashof's Resultate der mechanischen Wärmetheorie 2c.). Nun ist die Spannung am Ende der Ausströmung des Vorder-

dampfes, also beim **Beginne** der Compression, etwas größer als p_3; man kann im Allgemeinen diese Spannung durch

$$\beta_3 p_3$$

bezeichnen, wo $\beta_3 = 1{,}05$ zu setzen ist. Bezeichnen wir nun das Volumen beim Beginne der Compression mit V_2, das am Ende derselben mit V_3, so würden wir für die Gegenleistung durch Compression erhalten:

$$L_5 = \frac{\beta_3 p_3 V_2}{n_2 - 1}\left[\left(\frac{V_2}{V_3}\right)^{n_2 - 1} - 1\right] \text{ Mtrklgr.}$$

Nach Seite (256 und 257) ist aber $V_2 = F s (1 + e - e_3)$ und $V_3 = F s (1 + e - e_4)$ demnach;

$$L_5 = \frac{\beta_3 p_3 F s (1 + e - e_3)}{n_2 - 1}\left[\left(\frac{1 + e - e_3}{1 + e - e_4}\right)^{n_2 - 1} - 1\right].$$

Und da die Grundzahl der Potenz in der Klammer (der Compressionsgrad) mit ε_2 bezeichnet worden ist,

$$L_5 = \beta_3 p_3 F s (1 + e - e_3) \frac{(\varepsilon_2)^{n_2 - 1} - 1}{n_2 - 1}.$$

Setzen wir hier

$$\beta_3 (1 + e - e_3) \frac{(\varepsilon_2)^{n_2 - 1} - 1}{n_2 - 1} = \lambda_3,$$

so wäre

$$L_5 = \lambda_3 p_3 F s.$$

Ist die Compression beendigt, so hat bekanntlich der Kolben das Ende seiner Bahn noch nicht erreicht, vielmehr noch den Weg $s - s_4$ zu durchlaufen. Indem dies geschieht, strömt frischer Kesseldampf ein; die Spannung des Dampfes bei Zurücklegung jenes Weges wird durchschnittlich etwas größer sein als die mittlere Hinterdampfspannung; besonders bei schnell gehenden Maschinen. Wir setzen sie $= p_4$ und haben dann für die Gegenleistung auf dem Wege $s - s_4$

$$L_6 = F (s - s_4) p_4 = F s (1 - e_4) p_4.$$

Hiernach beträgt also die Gegenleistung des Vorderdampfes im Ganzen:

$$L_4 + L_5 + L_6 = F\,s\,e_3\,p_3 + F\,s\,\lambda_3\,p_3 + F\,s\,(1 - e_4)\,p_4$$
$$= F\,s\left[p_3\,(e_3 + \lambda_3) + p_4\,(1 - e_4)\right] \text{ Mtrklgr.}$$

Wird diese Leistung von der Leistung des Hinterdampfes (Seite 260) abgezogen, so bleibt die indicirte Leistung des Dampfes pro Hub, d. h. ohne Rücksicht auf Reibungswiderstände und auf die Arbeit, welche die Bewegung der Pumpen, des Excentricums u. s. w. erfordern. Bezeichnen wir sie mit L_i, so entsteht:

$$L_i = F\,s\left[p_1\,(e_1 + \lambda_1) + (1 - e_2)\,p_2 - p_3\,(e_3 + \lambda_3) - p_4\,(1 - e_4)\right] \text{ Mtrklgr.}$$

Da der Werth von p_4 bei gewöhnlichen stationären Maschinen, besonders wenn sie keine zu schnelle Bewegung besitzen, von dem p_1 sehr wenig verschieden ist, so kann man auch setzen

$$L_i = F\,s\left[p_1.(e_1 + \lambda_1 + e_4 - 1) + (1 - e_2)\,p_2 - (e_3 + \lambda_3)\,p_3\right].$$

Was die mittlere Spannung p_2 des Hinterdampfes betrifft, die auf dem Wege $s - s_2$ stattfindet, so hängt dieselbe zunächst von der Dampfspannung am Ende der Expansion ab; diese aber ist von dem Füllungsgrade e_1 des Cylinders abhängig; je größer dieser, desto größer p_2, unter übrigens gleichen Verhältnissen Ferner ist p_2 abhängig von der Art und Weise, wie der Ableitungskanal geöffnet wird, geschieht dies schnell, so ist p_2 kleiner, geschieht es langsam, so ist es größer zu nehmen. Grashof setzt deßhalb in seinen Resultaten

$$p_2 = \lambda\,e_1\,p_1 + p_3 - \lambda\,p_3$$

wo also p_3 die mittlere Vorderdampfspannung bezeichnet. Unter gewöhnlichen Umständen ist $\lambda = 0{,}80$ zu setzen.

Wird dieser Werth von p_2 in die vorige Gl. eingesetzt, so entsteht:

$$L_i = F\,s\left[p_1(e_1 + \lambda_1 + e_4 - 1) + (1 - e_2)(\lambda e_1 p_1 + p_3 - \lambda p_3) - p_3(e_3 + \lambda_3)\right]$$

Dividiren wir diese Gl. durch Fs, so erhalten wir einen Ausdruck für die mittlere Spannungsdifferenz auf beiden Seiten des Kolbens; bezeichnen wir dieselbe mit p_i (Kilogr. pro □Mtr.), so ergibt sich:

$$\frac{L_i}{F s} = p_i = p_1 (e_1 + \lambda_1 + e_4 - 1) + (1 - e_2)(\lambda e_1 p_1 + p_3 - \lambda p_3) - p_3 (e_3 + \lambda_3).$$

Setzen wir nun der Kürze wegen

$$e_1 + \lambda_1 + e_4 - 1 + \lambda e_1 (1 - e_2) = f_1$$

und

$$e_3 + \lambda_3 - (1 - \lambda)(1 - e_2) = f_3,$$

so entsteht:

$$\frac{L_i}{F s} = p_i = p_1 f_1 - p_3 f_3.$$

Hiernach erhalten wir für die **indicirte Arbeit** der Maschine pro Schub

$$L_i = F s p_i = F s (p_1 f_1 - p_3 f_3) \text{ Mtrklgr.}$$

Ist p_i in Atmosphären gegeben, so nimmt dieser Ausdruck natürlich folgende Gestalt an:

$$L_i = 10334 \, F s p_i = 10334 \, F s (p_1 f_1 - p_3 f_3).$$

Bemerkungen über die Werthe p, p_1 und p_3.

Was den Druck p_1 im Cylinder anbelangt, so kann der sehr verschieden von dem Drucke p im Kessel sein. Es hängt dies erstens davon ab, wie weit das Einlaßventil am Dampfrohr und wie weit das Drosselventil geöffnet ist; zweitens von dem Querschnitt und der Länge der Dampfkanäle im Verhältniß zur mittlern Kolbengeschwindigkeit, die wir mit c bezeichnen wollen, von den Biegungen und Krümmungen des Dampfrohrs, von der Ausstrahlung desselben nach Außen hin und von der Länge desselben. Ist das Dampfrohr vollständig geöffnet und

besitzen außerdem die Kanäle den erforderlichen Querschnitt, so ist der mittlere Druck im Cylinder während der Füllung nur wenig verschieden vom Kesseldruck; im andern Falle kann natürlich dieser Unterschied ein ganz bedeutender sein. Eine genaue Berechnung dieses Druckunterschiedes aus der Weite des nur theilweise geöffneten Dampfrohrs, aus dem Querschnitt der Kanäle und deren Längen 2c., dürfte wohl kaum ausführbar sein. Es ist klar, daß wir bei den Berechnungen der Arbeitsleistungen nur jenen Druck im Sinne haben, und wenn es sich in streitigen Fällen um die ganz genaue Ermittelung jener Arbeiten handelt, so muß dieser Druck mit dem Indicator gemessen werden. Durch ein zu enges und langes Dampfrohr, was zudem noch verschiedene Krümmungen besitzt, und was nicht durch schlechte Wärmeleiter vor der Ausstrahlung der Wärme geschützt ist, kann natürlich schon der Druck im Schieberkasten geringer sein, als im Kessel. Man gibt diesem Rohre entweder denselben oder einen etwas kleineren Querschnitt als den Dampfkanälen.

Der Querschnitt der letztern richtet sich aber nicht bloß nach dem des Cylinders, sondern auch, wie oben bemerkt, nach der mittlern Geschwindigkeit (c) des Kolbens. Es ist klar, daß durch diese Kanäle in einer gewissen Zeit dasselbe Dampfgewicht hindurchströmen muß, was der Cylinder beansprucht. Da nun die Geschwindigkeit des Dampfes allerdings sehr bedeutend ist, so kann man freilich diese Querschnitte ungleich kleiner machen, als den des Cylinders. Indessen erleidet nun auch der Dampf, indem er durch die verhältnißmäßig engen Kanale strömt, einen großen Geschwindigkeitsverlust, der erst dann recht bedeutend wird, wenn der Schieber die Kanäle nur sehr wenig geöffnet hat. Die Erfahrung hat gelehrt, daß für eine mittlere Kolbengeschwindigkeit von 1 Mtr. der Kanalquerschnitt $^1/_{30}$ von dem des Cylinders betragen darf. In diesem Falle bleibt die Dampfspannung im Cylinder während der ganzen Füllungsperiode constant. Be-

zeichnen wir also den Kanalquerschnitt mit f, so haben wir, da jener des Cylinders mit F bezeichnet wurde

$$\frac{f}{F} = \frac{1}{30}.$$

Weiter kann man annehmen, daß der Widerstand bei demselben Querschnitt f mit der Geschwindigkeit wachse, daß er also bei 2, 3.....c Mtr. Geschwindigkeit 2, 3.....cmal so groß sei. Um demnach in diesen Fällen denselben Widerstand zu erhalten, wie bei 1 Mtr. Geschwindigkeit, muß man die Kanäle 2, 3.....cmal so weit machen, also $^1/_{30} \cdot 2$, $^1/_{30} \cdot 3 \ldots\ldots ^1/_{30}$ c. Demnach hat man allgemein:

$$\frac{f}{F} = {}^1/_{30}\, c.$$

Nach dieser Formel ist die folgende Tabelle der Kanalquerschnitte berechnet.

Tabelle der Kanalquerschnitte.

c Kolbengeschw. in Metern.	1	1,2	1,5	2	3	4	5
$\frac{f}{F}$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{25}$	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{15}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{7,5}$	$\frac{1}{6}$

Maschinen mit großer Kolbengeschwindigkeit wie z. B. die Locomotiv-Maschinen oder die direct wirkenden Maschinen für Walzwerke, erfordern demnach weite Kanäle. Da beispielsweise eine Maschine für Güterzüge eine mittlere Kolbengeschwindigkeit von c = 2,3 Mtr. besitzt, so ist hier $\frac{f}{F} = \frac{1}{30} . 2{,}3 = \frac{1}{13}$, dagegen hat man den Kanalquerschnitt bei Maschinen für Schnellzüge, die eine mittlere Kolbengeschwindigkeit von 3,1 Meter besitzen, $= {}^1/_{30} . 3{,}1 = \frac{1}{9{,}7}$ zu machen.

Ist der Kanalquerschnitt für eine gewisse Kolbengeschwindigkeit berechnet und man läßt die Maschine schneller gehen, so ist der Druck im Cylinder geringer als der im Schieberkasten, insbesondere wird man bei Maschinen, die mit ziemlich großen Füllungen arbeiten, also vorzüglich bei Volldruckmaschinen mit Hülfe des Indicators bemerken, daß die Dampfspannung gegen die Mitte des Kolbenweges nicht unbedeutend sinkt, weil ja hier die Geschwindigkeit des Kolbens am größten ist.

Bei Berechnungen neu zu erbauender Dampfmaschinen müssen wir natürlich den Druck p_1 (im Cylinder) also die sogenannte mittlere Hinterdampfspannung als gegeben betrachten. Es ist dann die Spannung im Kessel selbst unter den gewöhnlichen Verhältnissen der stationären Maschinen immer etwas größer zu halten. Bei Maschinen aber, welche unter Umständen eine bedeutende Mehrleistung liefern müssen, wie Locomotiven, die zum Befahren von Steigungen dienen, hat man auf einen nicht unbedeutend größern Kesseldruck zu rechnen. — Nicht so, wie mit dem Drucke p_1, verhält es sich mit dem p_3, d. h. mit der mittlern Vorderdampfspannung. Dieser ist von vornherein nicht gegeben. Besitzen aber die Dampfkanäle den oben angegebenen Querschnitt, so kann man immerhin für stationäre Maschinen rechnen

a) wenn sie ohne Condensation arbeiten: $p_3 = 1{,}15$ Atmosph.

b) wenn sie dagegen mit einem Condensator versehen sind: $p_3 = 0{,}2$ Atmosphären. Locomotiv-Maschinen, bei denen der entweichende Dampf durch ein besonders Blaserohr tritt, besitzen eine Vorderdampfspannung von $p_3 = 1{,}15$ bis 1,27 Atmosph.

Kürzere Gestalt für die Ausdrücke f_1 und f_3 (Seite 263).

Die Größen e, e_2, e_3 und e_4 behalten für dieselbe Maschine, so lange der Voreilungswinkel und die Ueberdeckungen dieselben bleiben, denselben Werth. Ebenso ist der Werth von β_3, n_2 und

λ als constant zu betrachten. Wir können demnach den Ausdrücken in unsern Entwickelungen, in denen diese Werthe vorkommen, eine einfachere Gestalt geben.

Es war z. B.

$$\varepsilon_2 = \frac{1 + e - e_3}{1 + e - e_4};$$

da nun $e = 0{,}05$, $e_3 = 0{,}959$ und $e_4 = 0{,}997$ ist, so entsteht:

$$\varepsilon_2 = \frac{1 + 0{,}05 - 0{,}959}{1 + 0{,}05 - 0{,}997} = \frac{0{,}91}{0{,}53} = 1{,}717.$$

Hieraus und mit $\beta_3 = 1{,}05$, $n_2 = 1{,}15$ findet man nun für

$$\lambda_3 = \beta_3 (1 + e - e_3) \frac{(\varepsilon_2)^{n_2 - 1} - 1}{n_2 - 1}$$

$$= 1{,}05 (1 + 0{,}05 - 0{,}959) \frac{(1{,}717)^{0{,}15} - 1}{0{,}15} = 0{,}0538.$$

Somit geht nun (Seite 263) $f_3 = e_3 + \lambda_3 - (1 - \lambda)(1 - e_2)$ über, da $\lambda = 0{,}8$ gesetzt werden kann, in:

$$f_3 = 0{,}959 + 0{,}0538 - (1 - 0{,}8)(1 - 0{,}977) \text{ (} e_2 \text{ siehe Seite 253)}$$
$$= 1{,}0082.$$

Endlich läßt sich auch f_1 noch eine kürzere Gestalt geben. Man hat (Seite 263)

$$f_1 = e_1 + \lambda_1 + e_4 - 1 + \lambda e_1 (1 - e_2)$$
$$= e_1 + \lambda_1 + 0{,}997 - 1 + 0{,}8 \,.\, e_1 (1 - 0{,}977)$$
$$= 1{,}0184\, e_1 + \lambda_1 - 0{,}003.$$

Kürzeste Gestalt der Formel für die indicirte Arbeit pro Schub und pro Sekunde.

Die Seite 263 entwickelte Formel für die mittlere Spannungsdifferenz (p_i) auf beiden Seiten des Kolbens nimmt nun folgende Gestalt an:

$$\frac{L_i}{F\,s} = p_i = p_1 (1{,}0184\, e_1 + \lambda_1 - 0{,}003) - p_3 \,.\, 1{,}0082$$

oder

$$L_i = F\,s\,p_i = F\,s \left[p_1 (1{,}0184\, e_1 + \lambda_1 - 0{,}003) - 1{,}0082\, p_3\right].$$

Dabei bedeuten also p_1 und p_3 den Druck in Kilogrammen pro Quadratmeter. Sind p_1 und p_3 in Atmosphären gegeben, so ist:

$$L_i = 10334\, F\, s \left[p_1 (1{,}0184\, e_1 + \lambda_1 - 0{,}003) - 1{,}0082\, p_3\right].$$

Sobald wir nun für eine Maschine (von der wir freilich annehmen, daß sie den früher angegebenen Voreilungswinkel rc. besitze) den Füllungsgrad e_1 sowie den Werth von λ_1 (Seite 259) kennen, können wir auch

$$f_1 = 1{,}0184\, e_1 + \lambda_1 - 0{,}003$$

und damit L_i berechnen.

Grashof hat in seinen „Resultaten der mechanischen Wärmetheorie" diese Werthe für verschiedene Füllungsgrade (e_1) berechnet und in einer Tabelle zusammengestellt. Es sind darin außerdem die Werthe von ε_1 (Seite 256) so wie die von $\beta_1 \varepsilon_1^{n_1}$ hinzugefügt, mit deren Hülfe die Hinterdampfspannung zu Ende der Expansion, die näherungsweise $e_1 p_1$ genauer

$$\beta_1 p_1 \varepsilon_1^{n_1}$$

ist, berechnet werden kann.

e_1	ε_1	λ_1	f_1	$\beta_1 \varepsilon_1^{n_1}$	e_1	ε_1	λ_1	f_1	$\beta_1 \varepsilon_1^{n_1}$
0,1	0,1623	0,2627	0,3615	0,123	0,55	0,5920	0,2987	0,8558	0,527
0,15	0,2100	0,2963	0,4461	0,164	0,6	0,6398	0,2765	0,8845	0,575
0,2	0,2578	0,3199	0,5206	0,207	0,65	0,6875	0,2501	0,9091	0,623
0,25	0,3055	0,3351	0,5867	0,250	0,7	0,7353	0,2206	0,9305	0,672
0,3	0,3533	0,3428	0,6453	0,295	0,75	0,7830	0,1876	0,9484	0,721
0,35	0,4010	0,3444	0,6978	0,340	0,8	0,8308	0,1514	0,9631	0,771
0,4	0,4488	0,3404	0,7448	0,386	0,85	0,8785	0,1119	0,9745	0,821
0,45	0,4965	0,3312	0,7865	0,432	0,9	0,9263	0,0700	0,9836	0,872
0,5	0,5443	0,3171	0,8233	0,479	0,91	0,9368	0,0618	0,9855	0,882

Mit diesen Größen sind nun in den folgenden Tabellen die Werthe von p_i für verschiedene Füllungsgrade (e_1) und Hinterdampfspannung (p_1) berechnet. Die erstere Tabelle bezieht sich auf Maschinen

ohne, die andere auf solche mit Condensation. Bei den erstern ist die mittlere Vorderdampfspannung p_3 zu 1,1 bei den andern zu 0,2 Atm. angenommen. Es sind dabei solche Fälle ausgeschlossen in welchen $\beta_1\, p_1\, \varepsilon_1^{n_1} < p_3$ werden würde.

p_i für Maschinen ohne Condensation.

	$p_1=3$	$p_1=4$	$p_1=5$	$p_1=6$	$p_1=7$	$p_1=8$	$p_1=9$
$e_1=0,1$	—	—	—	—	—	—	2,145
$e_1=0,15$	—	—	—	—	2,014	2,460	2,906
$e_1=0,2$	—	—	—	2,015	2,535	3,056	3,577
$e_1=0,25$	—	—	1,825	2,411	2,998	3,585	4,171
$e_1=0,3$	—	1,472	2,118	2,763	3,408	4,054	4,699
$e_1=0,35$	—	1,682	2,380	3,078	3,776	4,474	5,171
$e_1=0,4$	1,126	1,870	2,615	3,360	4,105	4,850	5,594
$e_1=0,45$	1,251	2,037	2,824	3,610	4,397	5,183	5,970
$e_1=0,5$	1,361	2,184	3,008	3,831	4,654	5,478	6,301
$e_1=0,55$	1,459	2,314	3,170	4,026	4,882	5,738	6,593
$e_1=0,6$	1,545	2,429	3,314	4,198	5,083	5,967	6,852
$e_1=0,65$	1,618	2,528	3,437	4,346	5,255	6,164	7,073
$e_1=0,7$	1,683	2,613	3,544	4,474	5,405	6,335	7,266
$e_1=0,75$	1,736	2,685	3,633	4,582	5,530	6,478	7,427
$e_1=0,8$	1,780	2,744	3,707	4,670	5,633	6,596	7,559
$e_1=0,85$	1,815	2,789	3,764	4,738	5,713	6,687	7,662
$e_1=0,9$	1,842	2,826	3,809	4,793	5,776	6,760	7,744
$e_1=0,91$	1,848	2,833	3,819	4,804	5,790	6,775	7,761

p_i für Maschinen mit Condensation.

	$p_1=1,5$	$p_1=2$	$p_1=2,5$	$p_1=3$	$p_1=4$	$p_1=5$	$p_1=6$
$e_1=0,1$	—	0,521	0,702	0,883	1,244	1,606	1,967
$e_1=0,15$	0,468	0,691	0,914	1,137	1,583	2,029	2,475
$e_1=0,2$	0,579	0,840	1,100	1,360	1,881	2,401	2,922
$e_1=0,25$	0,678	0,972	1,265	1,558	2,145	2,732	3,319

	$p_1 = 1{,}5$	$p_1 = 2$	$p_1 = 2{,}5$	$p_1 = 3$	$p_1 = 4$	$p_1 = 5$	$p_1 = 6$
$e_1 = 0{,}3$	0,766	1,089	1,412	1,734	2,380	3,025	3,670
$e_1 = 0{,}35$	0,845	1,194	1,543	1,892	2,590	3,287	3,985
$e_1 = 0{,}4$	0,916	1,288	1,660	2,033	2,778	3,522	4,267
$e_1 = 0{,}45$	0,978	1,371	1,765	2,158	2,944	3,731	4,517
$e_1 = 0{,}5$	1,033	1,445	1,857	2,268	3,092	3,915	4,738
$e_1 = 0{,}55$	1,082	1,510	1,938	2,366	3,222	4,077	4,933
$e_1 = 0{,}6$	1,125	1,567	2,010	2,452	3,336	4,221	5,105
$e_1 = 0{,}65$	1,162	1,617	2,071	2,526	3,435	4,344	5,253
$e_1 = 0{,}7$	1,194	1,659	2,125	2,590	3,520	4,451	5,381
$e_1 = 0{,}75$	1,221	1,695	2,169	2,644	3,592	4,540	5,489
$e_1 = 0{,}8$	1,243	1,725	2,206	2,688	3,651	4,614	5,577
$e_1 = 0{,}85$	1,260	1,747	2,235	2,722	3,696	4,671	5,645
$e_1 = 0{,}9$	1,274	1,766	2,257	2,749	3,733	4,716	5,700
$e_1 = 0{,}91$	1,277	1,769	2,262	2,755	3,740	4,726	5,711

Aus diesen beiden Tabellen können wir also die mittlere Spannungsdifferenz p_i für verschiedene Füllungsgrade entnehmen, und dann nach der Formel

$$L_i = 10334\, F\, s\, p_i \text{ (Seite 263).}$$

die indicirte Arbeit der Maschine pro Kolbenschub berechnen.

Ist ferner u die Zahl der Spiele oder Doppelhübe pro Minute, mithin 2 u die Zahl der einfachen Hübe, so hat man für die indicirte Arbeit pro Sekunde (secundliche Leistung):

$$\frac{2\,u\,L_i}{60} = \frac{10334 \,.\, 2\,u\,p_i\,F\,s}{60} \text{ Mtrklgr.}$$

oder

$$\frac{u \,.\, L_i}{30} = 10324\ p_i\,\frac{u}{30}\,F\,s \text{ Mtrklgr.}$$

In Pferdestärken

$$N_i = \frac{uL_i}{30.75} = \frac{10334}{30.75} u\, p_i F s.$$

Da die Maschine in 1 Minute 2 u Hübe macht und jeder Hub s Mtr. lang ist, so legt der Kolben pro Minute den Weg:

2 u s Mtr.

zurück, also in 1 Sekunde den:

$$\frac{2us}{60} = \frac{us}{30}.$$

Dies ist also auch die mittlere Geschwindigkeit (c) des Kolbens.

Wir können demnach in der Gleichung für N_i statt $\frac{us}{30}$ setzen c und erhalten dann für die indicirte Pferdestärke:

$$N_i = \frac{10334}{75} p_i F c.$$

Beispiel.

Der innere Durchmesser (d) einer Dampfmaschine ohne Condensation betrage 0,47 Mtr., der Hub (s) = 1,044 Mtr., die Zahl der Spiele pro Minute 24 und die Spannung des Dampfes im Cylinder $p_1 = 4$ Atm.; welche Leistung gibt die Maschine pro Secunde, wenn die Anordnung des Schiebers so ist, wie wir dies in unsern Entwickelungen vorausgesetzt haben?

Es ist zunächst $F = \frac{\pi d^2}{4} = 0{,}7854\, d^2 = 0{,}7854\, (0{,}47)^2 = 0{,}1734$ □Mtr. Nun hat man nach unseren Tabellen bei einer Hinterdampfspannung von 4 Atm. und bei dem Füllungsgrade 0,91 für die mittlere Spannungsdifferenz $p_i = 2{,}833$. Daher

$$L_i = 10334 \,.\, 2{,}833 \,.\, 0{,}1734 \,.\, 1{,}044 = 5301 \text{ Mtrklgr.}$$

und

$$N_i = 4{,}593 \,.\, 24 \,.\, 2{,}833 \,.\, 0{,}173 \,.\, 1{,}044 = 56{,}4 \text{ Pferdekräfte.}$$

Beispiel 2.

Wie groß würde die Leistung dieser Maschine sein, wenn $e_1 = 0{,}4$ wäre?

In diesem Falle ist $p_i = 1{,}870$; demnach hat man:

$$N_i = 4{,}593 \,.\, 24 \,.\, 1{,}87 \,.\, 0{,}173 \,.\, 1{,}044 = 37{,}23 \text{ Pferdekräfte.}$$

Die Leistung ist also nur das $\frac{37{,}23}{56{,}40}$ oder das 0,66fache von der vorigen; dagegen gebraucht die Maschine auch nur das 0,4fache an Dampf, was die vorige verbraucht, also noch nicht die Hälfte, mithin auch noch nicht die Hälfte des Brennmaterials.

Arbeit der leer gehenden Maschine.

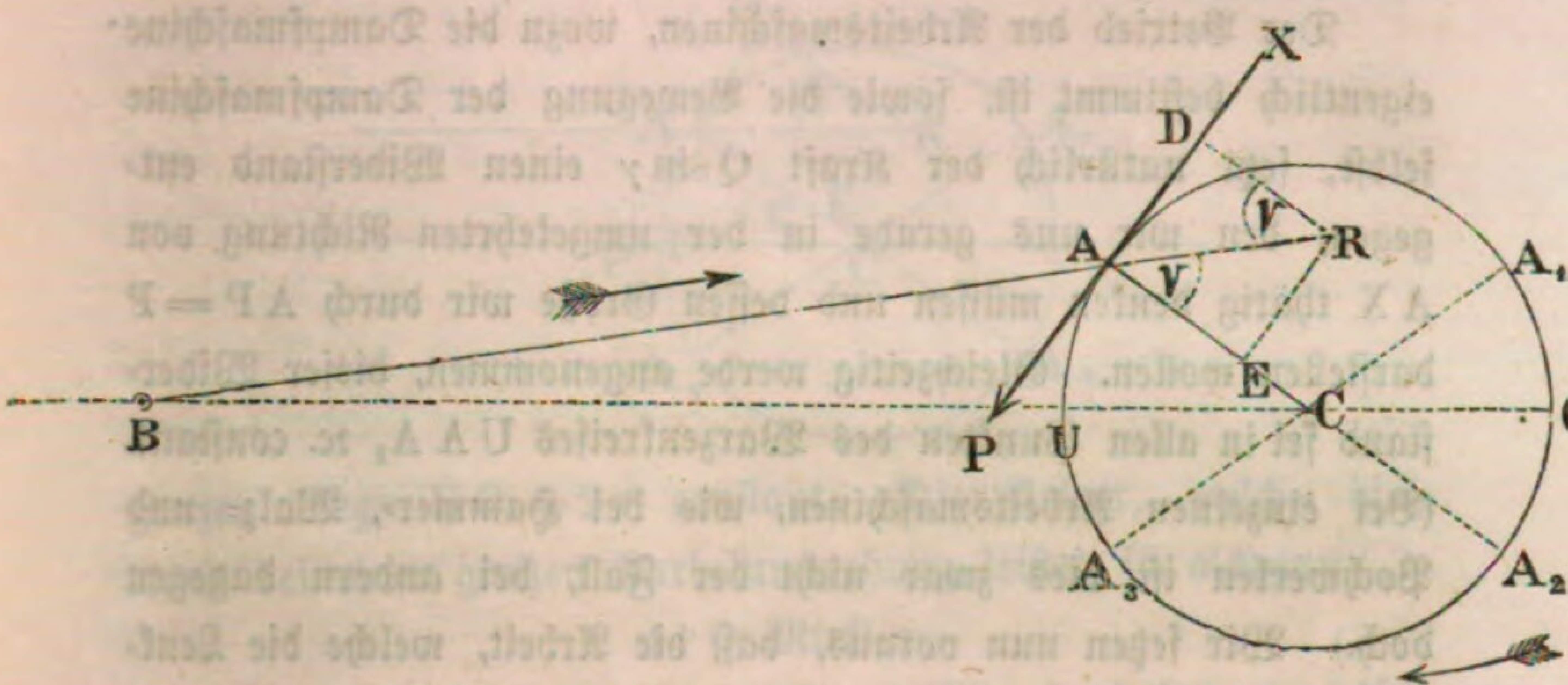
Von der vorhin berechneten indicirten Arbeit der Maschine haben wir nun noch diejenige abzuziehen, welche die Bewegung der Pumpen, der Excentriks und welche die verschiedenen Reibungswiderstände verschlingen. Wir gelangen zu dieser Arbeit, wenn wir zunächst diejenige der leer gehenden Maschine ermitteln und diese noch um einen bestimmten, durch Erfahrung festgestellten Theil vermehren, weil die mechanische Arbeit, welche die Reibung bei einer arbeitenden Maschine verschlingt, in einem gewissen Verhältniß größer ist, als diejenige, welche die leer gehende in Anspruch nimmt.

Der größte Theil der in Rede stehenden Arbeit wird wohl durch die Bewegung des Schwungrades erzeugt. Deßhalb mag die Berechnung dieser Arbeit zuerst erfolgen.

Theorie des Krummzapfens.

Das Schwungrad an einer Dampfmaschine hat nicht nur den Zweck die hin- und her- oder auf- und abgehende Bewegung der Kolbenstange in eine Rundbewegung zu verwandeln, die Maschine über die sogenannten todten Punkte U und O, Fig. 39, zu bringen, sondern auch die Rundbewegung möglichst gleichförmig zu machen.

Fig. 39.



Ist BA die Lenkstange, CA der Krummzapfen oder die Kurbel mit der Warze A, so übt erstere entweder einen Druck oder einen Zug auf die Kurbel aus. Hat die Lenkstange eine Lage wie in unserer Figur, und bewegt sich die Maschine im Sinne der Pfeile, so wirkt sie drückend, steht aber die Warze in A_2 oder A_3, so kann sie nur ziehend wirken. Es bezeichne nun die Linie $AR = Q$ jenen Druck, von dem wir annehmen, daß er dem Initialdrucke gleich sei. Dieser Druck kann offenbar nur zum Theil auf Drehung der Kurbel wirken. Nur diejenige Kraft oder derjenige Druck auf die Kurbelwarze kommt nämlich vollständig zur Anwendung, der senkrecht zur Richtung der Kurbel wirksam ist, also in Richtung der Linie AX. Durch den andern Theil der Kraft wird die Kurbel AC fester in ihr

Lager gedrückt, sie vermehrt also bei der Bewegung die Reibung. Zerlegen wir nun AR = Q in Richtung von AX und AC, so repräsentirt AD die Kraft, welche vollständig auf Umdrehung wirkt, AE aber jenen andern Theil des Druckes. Bezeichnen wir Winkel DRA = RAC mit γ, so ist

$$AD = Q \sin \gamma \ldots\ldots (1)$$

und

$$AE = Q \cos \gamma.$$

Der Betrieb der Arbeitsmaschinen, wozu die Dampfmaschine eigentlich bestimmt ist, sowie die Bewegung der Dampfmaschine selbst, setzt natürlich der Kraft $Q \sin \gamma$ einen Widerstand entgegen, den wir uns gerade in der umgekehrten Richtung von AX thätig denken müssen und dessen Größe wir durch AP = P darstellen wollen. Gleichzeitig werde angenommen, dieser Widerstand sei in allen Punkten des Warzenkreises U A A_1 rc. constant. (Bei einzelnen Arbeitsmaschinen, wie bei Hammer-, Walz- und Pochwerken ist dies zwar nicht der Fall, bei andern dagegen doch.) Wir setzen nun voraus, daß die Arbeit, welche die Lenkstange pro Umdrehung auf den Krummzapfen überträgt, derjenigen gleich sei, welche aus der Bewegung der Arbeitsmaschinen und derjenigen der Dampfmaschine selbst erwächst. Es gibt in diesem Falle vier Punkte im Umdrehungskreise, in welchem die treibende Kraft $Q \sin \gamma$ dem Widerstande P gleich ist. Diese Punkte lassen sich leicht finden. Wir nehmen zu dem Ende — der Einfachheit wegen — an, die Lenkstange sei sehr, eigentlich u n e n d l i c h lang; die Resultate, die wir dadurch erhalten, weichen, wie wir später sehen werden, nur wenig von denjenigen ab, die unter der Voraussetzung einer endlichen Stangenlänge sich ergeben. Ist also die Lenkstange im Verhältniß zum Krummzapfen sehr lang, so behält dieselbe bei ihrem Hin- und Hergange stets eine zu UO parallele Richtung; Fig. 40, folg. Seite.

Sei also A einer jener Punkte, so muß hier

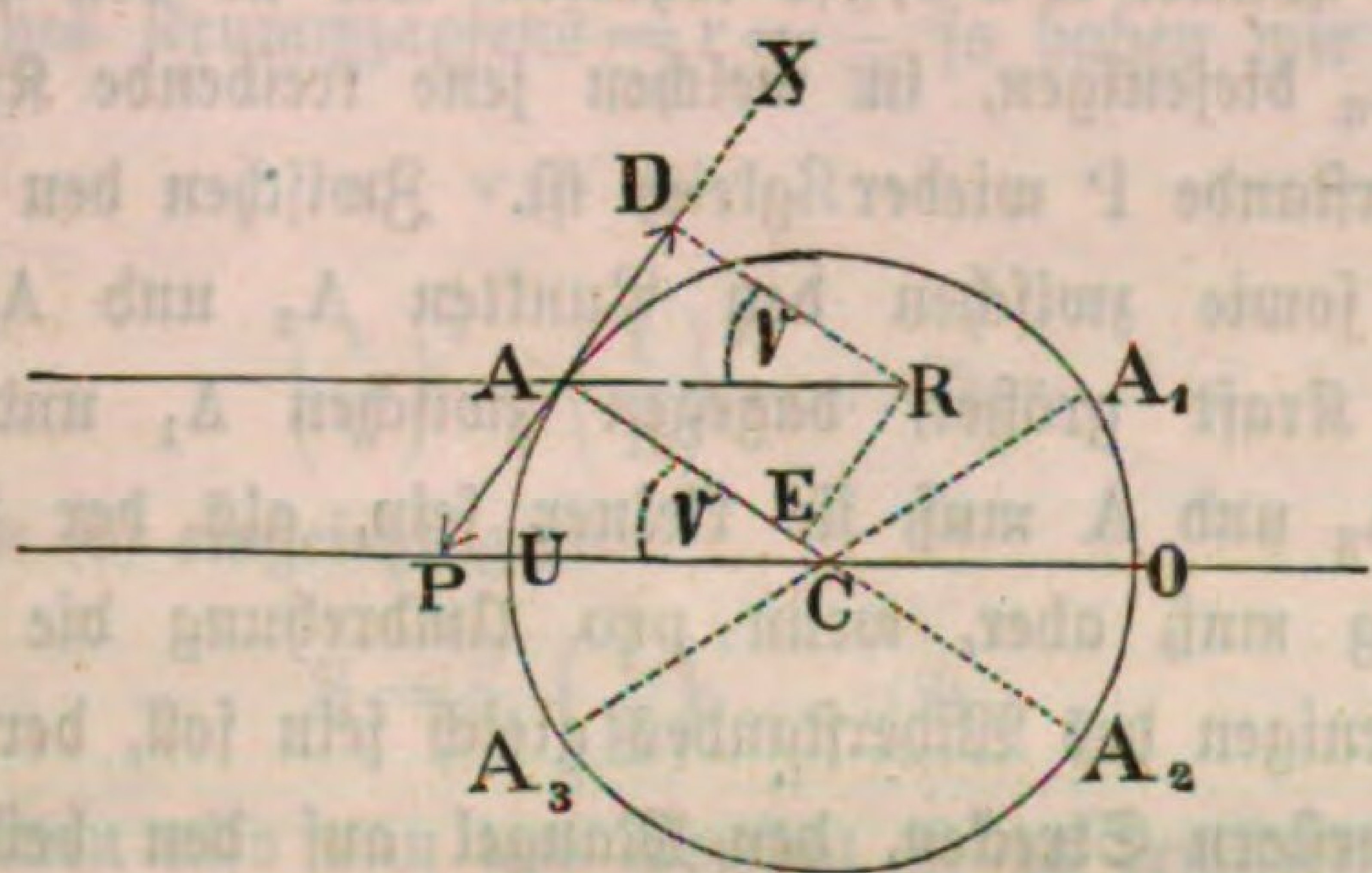
$$Q \sin \gamma = Q \sin ACU = P \ldots\ldots (2)$$

also

$$\sin \gamma = \sin ACU = \frac{P}{Q} \text{ sein } \ldots\ldots (3).$$

Wir wollen nun weiter voraussetzen, die Maschine sei eine Volldruckmaschine. Die Kraft $Q = AR$ bleibt dann auf dem

Fig. 40.



ganzen Wege $UO = 2r$ constant. Die Arbeit, welche diese Kraft bei einer ganzen Kurbelumdrehung leistet, ist alsdann

$4rQ$ Mtrklgr.

Die Arbeit aber, welche der ganze Widerstand P in derselben Zeit erfordert, ist offenbar

$$2\pi r P.$$

Und da beide Arbeiten gleich sein sollen, so entsteht

$$2Q = \pi P \ldots\ldots (4)$$

oder

$$P = \frac{2}{\pi} Q = 0{,}6366\, Q \ldots\ldots (5).$$

Größer darf also der constante Widerstand P nicht werden, wenn eine andauernde und gleichförmige Bewegung stattfinden soll. Setzen wir diesen Werth in (1) ein, so entsteht

$$\sin \gamma = \sin ACU = 0{,}6366$$

$$\text{oder } \angle \gamma = \angle ACU = 39^\circ 32'.$$

Wenn also die Kurbel A C mit der Horizontalen U O einen Winkel von 39°32′ einschließt, so ist die bewegende oder an der Kurbel tangential wirkende Kraft, welche aus der drückenden Kraft A R = Q resultirt, gleich dem Widerstande P. Bei jeder andern Stellung der Kurbel, d. h. wenn dieser Winkel kleiner oder größer ist, muß jene bewegende Kraft auch kleiner oder größer sein. Machen wir die Winkel A_1 C O, A_2 C O und A_3 C U gleich dem Winkel A C U, so erhalten wir in den Punkten A_1, A_2 und A_3 diejenigen, in welchen jene treibende Kraft $Q \sin \gamma$ dem Widerstande P wieder gleich ist. Zwischen den Punkten A und A_1, sowie zwischen den Punkten A_2 und A_3 muß die treibende Kraft größer, dagegen zwischen A_1 und A_2 sowie zwischen A_3 und A muß sie kleiner sein, als der Widerstand; nothwendig muß aber, wenn pro Umdrehung die Arbeit der Kraft derjenigen des Widerstandes gleich sein soll, der Ueberschuß auf den erstern Strecken, den Mangel auf den beiden andern decken. Um dies nun zu erreichen, ist es nothwendig, auf der Schwungradachse eine schwere Masse zu befestigen, die man an der Bewegung mit Theil nehmen läßt. Als solche schwere Massen empfehlen sich am besten die Schwungräder. Ein derartiges Rad hat also den Zweck, den Ueberschuß der Arbeit auf den Wegen A A_1 und A_2 A_3 aufzunehmen und denselben auf den andern Stellen A_1 A_2 und A_3 A wieder abzugeben.

Berechnung der Schwungradgewichte.

Gestützt auf diese Betrachtungen, wird es uns nun leicht sein, das Gewicht S des Schwungrades zu ermitteln. Wir denken uns zunächst in der Warze des Krummzapfens ein Gewicht S_1, welches mit dem Schwungrade oder einfacher mit dem Schwungringe gleiche lebendige Kraft besitzt. Ist die mittlere Geschwindigkeit dieses Gewichtes = v die mittlere Geschwindigkeit des Ringes

$= V$, so muß bekanntlich, wenn die eine Masse durch die andere ersetzt werden soll

$$S_1 v^2 = S V^2$$

sein. Demnach wäre

$$S = S_1 \left(\frac{v}{V}\right)^2 \ldots\ldots (6).$$

Ist der mittlere Halbmesser des Schwungringes $= R$, der Halbmesser des Krummzapfens $= r = \frac{s}{2}$, so haben wir

$$v : V = r : R$$

oder

$$\left(\frac{v}{V}\right)^2 = \left(\frac{r}{R}\right)^2 \ldots\ldots (7).$$

Dies in (6) eingesetzt gibt:

$$S = S_1 \left(\frac{r}{R}\right)^2 \ldots\ldots (8).$$

Wir hätten also nun das Gewicht S_1 zu ermitteln.

Da auf dem ganzen Wege $A A_1$ Ueberschuß an Kraft vorhanden ist, so wird derselbe zur Vermehrung der Geschwindigkeit benutzt. Nehmen wir an, die Geschwindigkeit in A sei $= v_1$ die in $A_1 = v_2$, so ist die lebendige Kraft von S_1 in A: $\frac{v_1^2}{2g} S_1$, die in $A_1 = \frac{v_2^2}{2g} S_1$. Es hat mithin das Gewicht auf dem Wege $A A_1$ die lebendige Kraft aufgenommen:

$$\frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} S_1 \ldots\ldots (9).$$

Diese Arbeit gibt es auf dem Wege $A_1 A_2$ wieder ab, nimmt sie aber auf dem $A_2 A_3$ wieder auf, u. s. f. Ist nun die mittlere Geschwindigkeit während einer Umdrehung $= v$, so muß nothwendig $\frac{v_1 + v_2}{2} = v$ oder $v_1 + v_2 = 2v$ sein ..... (10).

Man bezeichnet nun das Verhältniß zwischen dem Unterschied der größten und kleinsten Geschwindigkeit $(v_2 - v_1)$ und

der mittlern Geschwindigkeit (v) mit dem Worte Ungleichförmigkeitsgrad. Setzen wir denselben $= \delta$, so wäre

$$\delta = \frac{v_2 - v_1}{v}$$

oder

$$v\,\delta = v_2 - v_1 \ldots\ldots (11).$$

Man wählt diesen Ungleichförmigkeitsgrad um so kleiner, je mehr es bei der Darstellung des Fabrikats auf eine gleichförmige Bewegung ankommt. Dient also beispielsweise die Dampfmaschine zum Betriebe von Spinnereien, so muß der Ungleichförmigkeitsgrad ungleich kleiner sein, als wenn sie z. B. zum Betriebe von Pumpen ꝛc. benutzt wird.

Aus (10) und (11) folgt

$$v_2{}^2 - v_1{}^2 = 2\,v^2\,\delta.$$

Und wenn wir diesen Werth in (9) einsetzen, erhalten wir für den Gewinn an lebendiger Kraft auf dem Wege $A\,A_1$

$$\frac{v^2\,\delta}{g}\,S_1 \ldots\ldots (12).$$

Wir können aber noch einen andern Ausdruck für diesen Arbeitsgewinn aufstellen. Die Kraft Q leistet nämlich auf dem geraden Wege $A\,A_1$ die Arbeit:

$$2\,Q\,r\cos\gamma = 2\,Q\,r\cos 39^0 32' = 2\,.\,0{,}7712\,Q\,r = 1{,}5424\,Q\,r.$$

Der Widerstand $P = 0{,}6366\,Q$ wird dabei durch den Bogen $A\,A_1$, der $180 - 2 \times (39^0\,32') = 100^0 56'$ beträgt, überwunden. Die Größe dieses Bogens ist $\frac{100^0 56'}{180}\,\pi\,r = 0{,}5607\,\pi\,r = 1{,}7615\,r.$

Mithin die Arbeit, welche der Widerstand erfordert:

$$1{,}7615 \times 0{,}6366\,Q\,r = 1{,}1214\,Q\,r.$$

Der Ueberschuß der Arbeit von Seiten der Kraft beträgt also

$$(1{,}5424 - 1{,}1214)\,Q\,r = 0{,}4210\,Q\,r.$$

Dieser Ueberschuß muß also der lebendigen Kraft unter (12) gleich sein. Demnach ist:

$$\frac{v^2 \delta}{g} S_1 = 0{,}4210\, Q\, r$$

oder

$$v^2 S_1 = 0{,}4210 \frac{Q\, r}{\delta}\, g.$$

Oder da

$$S_1 v^2 = S\, V^2 = S \left(\frac{R}{r} v\right)^2 = S \left(\frac{R}{r}\right)^2 v^2$$

ist, so haben wir

$$S \left(\frac{R}{r}\right)^2 v^2 = 0{,}4210 \frac{Q\, r}{\delta}\, g$$

mithin

$$S = 0{,}4210 \left(\frac{r}{R}\right)^2 \frac{Q\, r}{v^2 \delta}\, g \ldots\ldots (13).$$

Für eine endliche Lenkstange ist der Werth von $v^2 S_1$ etwas größer. Ist z. B. die Lenkstange 6mal so lang als der Krummzapfen, hat man also für den Quotienten $\frac{r}{l} = {}^1/_6$, wo l die Länge der Lenkstange bezeichnet, so findet man durch eine ähnliche Rechnung

$$S = 0{,}4978 \left(\frac{r}{R}\right)^2 \cdot \frac{Q\, r}{v^2 \delta}\, g.$$

Für das Verhältniß $\frac{r}{l} = {}^1/_5$ ergibt sich:

$$S = 0{,}5154 \left(\frac{r}{R}\right)^2 \cdot \frac{Q\, r}{v^2 \delta}\, g.$$

Endlich hat man für $\frac{r}{l} = {}^1/_4$:

$$S = 0{,}5436 \left(\frac{r}{R}\right)^2 \cdot \frac{Q\, r}{v^2 \delta}\, g.$$

(Weisbachs Ingenieur- und Maschinen-Mechanik, erster Theil: Zwischen- und Arbeitsmaschinen.)

Ist die Maschine eine Expansionsmaschine, so müssen bei derselben Leistung und unter übrigens gleichen Verhältnissen die

vorstehenden Ausdrücke noch mit einem Factor multiplicirt werden, der sich aus folgender Formel ergibt:

$$0,77 + 0,23\frac{1}{e_1} - 0,017\left(\frac{1}{e_1}\right)^2 \ldots\ldots (14)$$

wo e_1 den Füllungsgrad bezeichnet. Z. B. für eine Maschine bei welcher $e_1 = 0,5$ ist, beträgt dieser Factor:

$$0,77 + 0,23 \times 2 - 0,017 \times 4 = 1,162.$$

Wir wollen nun den Werth $Q r$ durch die indicirte Arbeit L_i ausdrücken.

Die Stangenkraft Q repräsentirt den ganzen mittlern Druck auf den Kolben nach Abzug des Gegendampfdrucks, und es ist also

$$Q = F p_i$$

wo p_i in Kilogrammen pro □Mtr. gegeben ist. Demnach hat man

$$r Q = r F p_i = {}^1/_2 F p_i s = {}^1/_2 L_i.$$

Substituiren wir diesen Werth von $r Q$ in die vorigen Ausdrücke für S und setzen für g, was bekanntlich die Beschleunigung der Schwere repräsentirt, den Werth 9,81 Mtr., so erhalten wir für $\frac{r}{l} = {}^1/_6$

$$S = 2,439\left(\frac{r}{R}\right)^2 \frac{L_i}{v^2 \delta'}$$

für $\frac{r}{l} = {}^1/_5$

$$S = 2,525\left(\frac{r}{R}\right)^2 \frac{L_i}{v^2 \delta'}$$

für $\frac{r}{l} = {}^1/_4$

$$S = 2,664\left(\frac{r}{R}\right)^2 \frac{L_i}{v^2 \delta'}.$$

Das Gewicht S ist eigentlich dasjenige, welches im Abstande R von dem Mittelpunkte C des Krummzapfens angebracht, den gewünschten gleichförmigern Gang der Maschine hervorbringen

würde. Nun besteht aber jedes Schwungrad aus einem Schwungringe und aus 4 bis 8 Armen; wollten wir demnach das Gewicht S auf den Schwungring allein beziehen, so würde, vermöge der Trägheitskraft der Arme, der Ungleichförmigkeitsgrad geringer werden, als er bei der Berechnung vorausgesetzt wurde. Man kann daher von den oben angegebenen Werthen etwa 0,9 nehmen und dieses Gewicht als dasjenige des Schwungringes betrachten. Dann gehen die Formeln über in

1) (für $\frac{r}{l} = {}^1/_6$)

$$S_r = 2{,}195 \left(\frac{r}{R}\right)^2 \frac{L_i}{v^2 \delta'}$$

2) (für $\frac{r}{l} = {}^1/_5$)

$$S_r = 2{,}273 \left(\frac{r}{R}\right)^2 \frac{L_i}{v^2 \delta'}$$

3) (für $\frac{r}{l} = {}^1/_4$)

$$S_r = 2{,}398 \left(\frac{r}{R}\right)^2 \frac{L_i}{v^2 \delta'}.$$

Diese Formeln beziehen sich also auf Schwungräder für Volldruckmaschinen; bei Expansionsmaschinen hat man sie noch mit einem Coefficienten zu multipliciren, der sich aus dem Ausdrucke Seite 280 (Gl. 14) ergibt.

Geben wir den Schwungradarmen $\frac{3}{10}$ des Gewichtes des Schwungringes, bezeichnen wir sodann das Gewicht der Schwungradwelle mit S_w und das Gesammtgewicht von Welle und Rad mit S, so haben wir

$$S = S_w + 1{,}3\, S_r.$$

Beispiel.

Welches Gewicht würde man dem Schwungringe der Seite 272 berechneten Dampfmaschine von 56,4 Pferdekräften zu

geben haben, bei welcher $L_i = 5301$ Mtrklgr. war, wenn der Ungleichförmigkeitsgrad $\delta = {}^1/_{32}$ ist, das Verhältniß $\frac{r}{l} = \frac{\frac{1}{2}s}{l}$ und $\frac{r}{R} = {}^1/_5$ ist.

Der Umfang des Warzenkreises ist $2r\pi = s\pi$; da derselbe in 1 Minute $u$mal durchlaufen wird, so hat man für die mittlere Geschwindigkeit $v: \frac{s\pi u}{60} = \frac{3{,}1416 \,.\, 1{,}044 \,.\, 24}{60} = 1{,}32$ Mtr. Demnach ist

$$S_r = 2{,}273 \left(\frac{1}{5}\right)^2 . \frac{5301}{(1{,}32)^2 . {}^1/_{32}} = 8862 \text{ Klgr.}$$

Arbeitete die Maschine bei derselben Leistung mit dem Füllungsgrad $e_1 = 0{,}5$, so würde man dieses Gewicht noch mit $0{,}77 + 0{,}23 \,.\, 2 - 0{,}017 . 4 = 1{,}162$ zu multipliciren haben und dafür also erhalten

$$S_r = 10298 \text{ Klgr.}$$

Das Gewicht des ganzen Schwungrades würde sich bei der erstern Maschine auf $1{,}3 \times 8862 = 11521$, bei der zweiten auf $1{,}3 \times 10298 = 13387$ Klgr. belaufen.

Anmerkung. Da das Schwungrad durch seine Reibung in den Zapfen einen nicht unbedeutenden Theil der Arbeit verschlingt, so muß man dafür Sorge tragen, daß das Gewicht möglichst gering, der Halbmesser desselben also möglichst groß werde.

Dimensionen des Schwungringes und der Schwungradarme.

Kennt man das Gewicht des Schwungringes, so kann man leicht dessen Dimensionen bestimmen. Wir bezeichnen den Querschnitt desselben mit F_1 und das Gewicht von 1 Kbkm. Gußeisen mit γ*), so ist der Inhalt des Schwungringes:

*) Da das specifische Gewicht des Gußeisens 7,4 beträgt, so wiegt 1 Kbkm. $1000 \times 7{,}4 = 7400$ Klgr.

$$2 \pi R F_1 \text{ Kbkm.}$$

mithin dessen Gewicht

$$2 \pi R F_1 \gamma.$$

Also haben wir:

$$S_r = 2 \pi R F_1 \gamma$$

und für γ: 7400 Klgr. gesetzt:

$$S_r = 46472 R F_1$$

mithin

$$F_1 = \frac{S_r}{46472 R}.$$

In der Regel macht man nun die radiale Breite des Ringes 1 bis 2mal so groß als die Dicke desselben. Ist also die erstere $= b$ und die andere $= d$, so hat man

$$F_1 = b d.$$

Bezeichnen wir die Zahl der Radarme mit n, den Querschnitt derselben mit F_2, so ist das Gewicht derselben

$$7400 n F_2 R$$

und man hat

$$\frac{1}{3} S_r = 7400 n F_2 R.$$

Kleineren Rädern gibt man wohl 4, größern 6 und den schwersten 8 Arme. Ist also n gegeben, so entsteht für F_2:

$$F_2 = \frac{S_r}{22200 n R}.$$

Beispiel.

Wie groß hat man die Querschnitte F_1 und F_2 beim Schwungrade der oben berechneten Volldruckmaschine zu machen, bei welcher das Gewicht des Ringes 8862 Klgr. und der mittlere Halbmesser $R = 2{,}61$ Mtr. betrug?

Es ist $F_1 = \frac{8862}{46472 . 2{,}61} = 0{,}0729$ □Mtr. Setzen wir nun $d = \frac{2}{3} b$, so haben wir $F_1 = 0{,}0729 = \frac{2}{3} b^2$, d. i. $b = \sqrt{0{,}1094}$ $= 0{,}331$ Mtr. $= 33{,}3$ Ctm. mithin $d = \frac{2}{3} . 33{,}3 = 22{,}2$ Ctm.

Für den Querschnitt F_2 der Radarme entsteht, wenn wir dem Rade 8 Arme geben, $\frac{8862}{22200 . 8 . 2,61} = 0,015$ □Mtr.

Durchmesser der Wellenzapfen. Gewicht der Welle.

Es handelt sich jetzt noch um das Gewicht der Welle. Die Zapfen derselben sollen nach Morin den Durchmesser $d_1 = 20 \sqrt[3]{\frac{N_i}{u}}$ Centimeter haben, wo also N_i die Zahl der indicirten Pferdekräfte und u die der Umläufe pro Minute bezeichnet. Man kann dann den Durchmesser der Welle etwa um 1 bis 2 Ctm. dicker machen.

Für jene Volldruckmaschine war $N_i = 56,4$ Pferdekräfte, $u = 24$, demnach

$$d_1 = 20 \sqrt[3]{\frac{56,4}{24}} = 26,62 \text{ Centimeter.}$$

Machen wir nun den Durchmesser der Welle $= 28,62$ Centimeter, nehmen wir ferner an, dieselbe besitze eine Länge von 3 Mtr., so ist das Gewicht annähernd

$$7400 . 3,14 . (0,143)^2 . 3 = 1421 \text{ Klgr.}$$

Somit wäre das Gewicht des Schwungrades sammt Welle für unsere Volldruckmaschine

$$S = 1421 + 11521 = 12942 \text{ Klgr.}$$

Mittlere Ueberdrucke, welche zur Ueberwindung der Reibungswiderstände erforderlich sind.

Da wir nun den Durchmesser d_1 des Wellenzapfens und das Gewicht des Schwungrades sammt Welle kennen, so können wir auch leicht die Arbeit berechnen, welche bei Umdrehung des Rades die Zapfenreibung in Anspruch nimmt.

Der Umfang des Zapfens ist πd_1. Setzen wir den

Reibungscoefficienten $= c_1$, so hat man für die mechanische Arbeit pro Hub (d. h. für eine halbe Umdrehung)

$$\frac{1}{2} \pi d_1 c_1 S.$$

Bezeichnet p_s den mittlern Ueberdruck des Kolbens pro Quadratmeter, welcher zu dieser Arbeitsverrichtung erforderlich ist, so ist die Arbeit des Dampfes pro Hub

$$10334 \, p_s \, F s = 10334 \frac{\pi d^2}{4} s \, p_s,$$

wo also d den Durchmesser des Kolbens bezeichnet. Es ergibt sich also für den Druck p_s die Gleichung

$$p_s = \frac{4 \cdot \frac{1}{2} \pi d_1 c_1 S}{10334 \pi d^2 s} = \frac{2 d_1 c_1 S}{10334 d^2 s}.$$

Setzen wir den Reibungscoefficienten $c_1 = 0{,}1$, so ergibt sich sehr nahe:

$$p_s = 0{,}00002 \frac{d_1 S}{d^2 s}.$$

Für den mittlern Dampfüberdruck p_t, welcher die Reibung des Kolbens, der Kolbenstange, des Kreuzkopfs, der Kurbelwarze, des Excentriks, des Schiebers überwindet und zum Betriebe der Speisepumpe dient, setzt Grashof

$$p_t = \frac{0{,}0227}{d}.$$

Es ergibt sich demnach für den mittlern Ueberdruck p_m der leer gehenden Maschine, wenn dieselbe ohne Condensation arbeitet:

$$p_m = 0{,}00002 \frac{d_1 S}{d^2 s} + \frac{0{,}0227}{d}.$$

Bei Condensationsmaschinen haben wir außer der Speisepumpe noch die Luft- und Kaltwasserpumpe in Bewegung zu setzen.

Mittlerer Ueberdruck auf den Kolben, den die Bewegung der Kaltwasser- und Luftpumpe erfordert.

Nehmen wir an, die Maschine gebrauche pro Stunde D Klgr. Dampf und nmal so viel kaltes Wasser zur Condensation dieses Dampfes, so hat die Kaltwasserpumpe pro Stunde n D Klgr. kaltes Wasser zu fördern. Beträgt die Förderhöhe h Mtr., so ist die mechanische Arbeit, welche zur Heraufschaffung des Wassers pro Stunde erforderlich ist

$$n D h \text{ Mtrklgr.}$$

Nun kann man rechnen, daß bei jedem Hube $\frac{1}{10}$ des Wassers wieder zurückfällt, daß also nicht n D sondern $(1 + 0{,}1)\, n D = 1{,}1\, n D$ Klgr. auf die Höhe h gehoben werden müssen. Demnach beträgt die Betriebskraft pro Stunde

$$1{,}1\, n D h.$$

Rechnet man für die Reibungswiderstände $\frac{1}{3}$ dieser Arbeit so ergibt sich die wirkliche Betriebskraft in 1 Stunde zu

$$\frac{4}{3} \times \frac{11}{10}\, n D h$$

und die pro Minute zu circa

$$\frac{1{,}5\, n D h}{60}.$$

Ist nun p_q der mittlere Ueberdruck auf den Kolben des Cylinders, der zur Vollbringung jener Arbeit erfordert wird, so hat man für die entsprechende Arbeit der Dampfmaschine in derselben Zeit, da u Spiele pro Minute gemacht werden:

$$10334 . 2\, u F s p_q.$$

Diese Arbeit muß der vorigen gleich sein. Man hat demnach

$$10334 . 2\, u F s p_q = \frac{1{,}5\, n D h}{60}$$

$$p_q = 0{,}00015 \frac{n D h}{120 F s u} \text{ sehr nahe.}$$

Ermitteln wir nun die Betriebsarbeit für die Luftpumpe. Dieselbe hat stündlich das Wassergewicht

$$(n + 1) D \text{ Klgr.}$$

aus dem Condensator zu fördern; diese nehmen den Raum

$$0{,}001 (n + 1) D \text{ Kbkm. ein.}$$

Beim Hinausschaffen des Wassers aus dem Condensator muß ein Druck überwunden werden, der dem gewöhnlichen Luftdruck, vermindert um den Condensatordruck, gleich ist. Geht die Pumpe leer, besitzt sie die umgekehrte Bewegungsrichtung, die sie beim Hinausschaffen des Wassers hat, so ist der Condensatordruck zu überwinden. Bei jedem Spiele des Kolbens ist demnach durchschnittlich ein Druck zu überwinden, der dem der Atmosphäre gleich ist. Demnach müssen sich jene 0,001 (n + 1) D Kbkmtr. unter dem Drucke von 10334 Klgr. pro Quadratmeter frei machen. Dazu gehört die Arbeit

$$10334 . 0{,}001 (n + 1) D \text{ Mtrklgr.}$$

pro Stunde, mithin die

$$\frac{10334}{60} . 0{,}001 (n + 1) D$$

in 1 Minute.

Ist nun p_e der mittlere Ueberdruck auf den Dampfkolben, durch welchen diese Arbeit verrichtet wird, so bezeichnet

$$10334 F s . 2 u p_e,$$

die mechanische Arbeit dieses Kolbens pro Minute, die mit jener gleichwerthig ist. Man hat also:

$$10334 p_e F s . 2 u = \frac{10334}{60} . 0{,}001 (n + 1) D$$

oder

$$p_e = 0{,}001 \frac{(n + 1) D}{120 F s u}.$$

Da die Pumpe auch die durch das eingespritzte Wasser frei gewordene Luft aus dem Condensator zu schaffen hat, da ferner die Reibungswiderstände überwunden werden müssen,

so hat man nach Grashof jenen Druck reichlich zu verdoppeln und zu setzen

$$p_e = 0{,}0022 \frac{(n + 1) D}{120 F s u}.$$

Vernachlässigt man 1 gegen n, so entsteht

$$p_e = 0{,}0022 \frac{n D}{120 F s u}.$$

Hiernach hat man für den mittlern Ueberdruck im Cylinder, der zum Betriebe der Kaltwasser- und Luftpumpe erforderlich ist:

$$p_q + p_e = p_m' = 0{,}00015 \frac{n D h}{120 F s u} + 0{,}0022 \frac{n D}{120 F s u}$$

$$= 0{,}00015\, n (h + 15) \frac{D}{120 F s u}.$$

In der Regel nimmt man n = 20, wodurch man erhält:

$$p_m' = (0{,}003\, h + 0{,}045) \frac{D}{120 F s u}.$$

Hiernach beträgt nun der mittlere Ueberdruck p_m der leer gehenden Maschine, wenn dieselbe mit Condensation arbeitet:

$$p_m = 0{,}00002 \frac{d_1 S}{d^2 s} + \frac{0{,}0227}{d} + p_m'$$

oder

$$p_m = 0{,}00002 \frac{d_1 S}{d^2 s} + \frac{0{,}0227}{d} +$$

$$(0{,}003\, h + 0{,}045) \frac{D}{120 F s u}.$$

Nutzleistung der Maschine.

Die Arbeit also, welche die leer gehende Maschine pro Schub in Anspruch nimmt ist:

$$L_m = F s p_m$$

wo p_m nach Seite 285 oder 288 zu berechnen ist, je nachdem die Maschine ohne oder mit Condensation arbeitet. — Ziehen wir diese Leistung von der früher berechneten indicirten Leistung

(L_i) ab, so bleibt die Nutzleistung (L_n) pro Schub übrig. Für diese ist also:

$$L_n = L_i - L_m.$$

Nun ist klar, daß die Arbeit L_m, welche die verschiedenen Reibungswiderstände und die Bewegungen der Pumpen verschlingen, größer ist, wenn die Maschine arbeitet, als wenn sie leer geht; oder je größer die Nutzarbeit der Maschine ist, desto größer wird auch die Arbeit sein, die man zur Ueberwindung jener Widerstände nothwendig hat. Nach de Pambour hat man demnach die Arbeit der sämmtlichen Widerstände um einen Theil der nützlichen Arbeit zu vermehren, und diese Summe von L_i in Abzug zu bringen; diesen Theil setzt jener Mechaniker $= 0{,}12\,L_n$ bis $0{,}14\,L_n$. Man würde also im Mittel haben:

$$L_n = L_i - (L_m + 0{,}13\,L_n)$$

Oder:

$$L_n + 0{,}13\,L_n = L_i - L_m$$

d. i.

$$L_n = \frac{L_i - L_m}{1{,}13}.$$

Setzen wir für L_i und L_m die Ausdrücke von Seite 263 und 288 und bezeichnen wir dem mittlern Ueberdruck, welcher der Nutzleistung des Dampfes entspricht mit p_n, so ergibt sich:

$$F\,s\,p_n = \frac{F\,s\,p_i - F\,s\,p_m}{1{,}13}$$

oder

$$p_n = \frac{p_i - p_m}{1{,}13}.$$

Es ist leicht zu ermessen, daß man für die Nutzarbeit (N_n) pro Sekunde in Pferdestärken hat, da die Maschine in 1 Minute u Doppelhübe (Schwungradumdrehungen) macht:

$$N_n = \frac{u\,L_n}{30\,.\,75} = \frac{F\,c\,p_n}{75}$$

wo p_n den Druck in Kilogrammen pro □Mtr. bezeichnet.

Für den indicirten Wirkungsgrad der Maschine (m_i) hat man nun:

$$m_i = \frac{L_n}{L_i} = \frac{N_n}{N_i} = \frac{p_n}{p_i}.$$

Dampfgewichte pro Stunde.

Es erübrigt uns nun noch etwas Genaueres über die Ermittelung des Dampfgewichtes D pro Stunde mitzutheilen. Nach Völkers erhält man dasselbe aus folgender Formel:

$$D = 120\,F\,s\,u\left[(e + e_1)\,\gamma_1 - e\,\gamma_2\right] + 450\,d\,\sqrt{p_i}.$$

Darin bedeutet γ_1 das Gewicht in Kilogrammen von 1 Kbm. Dampf bei der Spannung von p_1 Atm., welches für gesättigten Dampf aus Tabelle II zu entnehmen ist.

Für Maschinen ohne Condensation ist $\gamma_2 = 1{,}32$ für solche mit Condensation $= 0{,}264$ zu setzen.

Der 2. Summand in dem Ausdrucke für D entspricht den Dampf- und Wärmeverlusten, sowie dem etwaigen Feuchtigkeitsgehalte des Dampfes für einen mittelguten Zustand der Maschine.

Da wir nun hiernach D berechnen können, so ergibt sich auch der Werth von p_m, Seite 288.

Dimensionen des Condensators und der zugehörigen Pumpen.

Seite 137 haben wir gehört, daß das Verhältniß (n) zwischen dem Gewichte des Kühlwassers und dem condensirten Dampfe durch folgende Gl. berechnet werden konnte:

$$n = \frac{600 - t_1}{t_1 - t_0}$$

in welcher t_1 die Temperatur des Condensatorwassers und t_0 diejenige des eingespritzten kalten Wassers war.

Nehmen wir also für die mittlere Temperatur $t_1 = 46^0$, entsprechend einem Drucke von $^1/_{10}$ Atmosphären und setzen wir

die Temperatur t_1 des eingespritzten kalten Wassers zu 18°, so erhalten wir:

$$n = \frac{600 - 46}{46 - 18} = \frac{554}{28} = 20.$$

Ist $t_1 < 18°$, so kann unter übrigens gleichen Umständen $n < 20$ werden.

Das Volumen C des Condensators macht man nun

$$C = \frac{Fs}{4} \text{ bis } \frac{Fs}{3}$$

d. h. man gibt demselben als Inhalt den 3. oder 4. Theil vom Inhalt des Cylinders.

Es sei nun V_1 das Volumen, welches vom Kolben der Kaltwasserpumpe pro Schub durchlaufen wird, so ist

$$2\,u\,V_1 \text{ Kbkm.}$$

der Raum, den jener Kolben pro Minute durchläuft. Ist die Pumpe doppelt wirkend, so ist dies auch das Wasserquantum, welches dieselbe pro Minute fördert. Ist sie einfach wirkend, so haben wir für das geförderte Quantum nur

$$u\,V_1 \text{ Kbkm.}$$

Im erstern Falle beläuft sich die Wassermenge pro Stunde auf

$$2.60.u\,V_1 \text{ Kbkm.,}$$

im andern dagegen nur auf:

$$60\,u\,V_1 \text{ Kbkm.}$$

Nun haben wir das pro Stunde verbrauchte Dampfgewicht $= D$ und das zur Condensation desselben erforderliche Wassergewicht $= n\,D$ gesetzt. Das ganze Gewicht $(n + 1)D$ nimmt nun den Raum

$$\frac{(n + 1)D}{1000} \text{ Kbkm.}$$

ein. Zur Bestimmung von V_1 haben wir deßhalb:

a) für eine doppelt wirkende Saugpumpe

$$V_1 = \frac{(n+1) D}{1000.2.60.u} = \frac{(n+1) D}{120000\, u} \text{ Kbkm.}$$

Da aber circa 10% Wasser zurückfallen, so hat man den Werth von V_1 noch um $^1/_{10}$ zu vergrößern. Es entsteht dann:

$$V_1 = 1{,}1 \frac{(n+1) D}{120000\, u} = \frac{(n+1) D}{109091\, u}$$

wofür gesetzt werden mag:

$$V_1 = \frac{n D}{108000\, u} \text{ Kbkm.}$$

b) Für eine einfach wirkende Pumpe ergibt sich natürlich der doppelte Werth. Es ist also:

$$V_1 = \frac{n D}{54000\, u} \text{ Kbkm.}$$

Berechnung der Brennstoffmenge (B) pro Stunde.

Wenn wir das Dampfgewicht D kennen, welches eine Maschine pro Stunde erfordert, so können wir auch leicht die Menge des Brennmaterials berechnen, welche zur Erzeugung dieses Dampfes erforderlich ist, wenn uns nur der Heizwerth des Brennstoffs sowie der Wirkungsgrad der Feuerung und des Kessels gegeben sind.

Wir wissen nämlich 1 Klgr. Dampf erfordert zu seiner Entstehung die Wärmemenge

$$W = 606{,}5 + 0{,}315\, t \text{ W.-E.}$$

Es beanspruchen also D Klgr. Dampf stündlich

$$W D \text{ W.-E.}$$

Liefert nun 1 Klgr. Brennstoff bei vollständiger Verbrennung K W.-E., so würde man zur Hervorbringung von W D W.-E.

$$\frac{W D}{K} \text{ Klgr.}$$

Brennstoff nothwendig haben, wenn alle Wärme zur Dampferzeugung diente. Von dem auf den Heerd gegebenen Brenn=

material verbrennt aber nur ein Theil vollständig (wenn auch meistens der größte Theil); sodann entweichen die heißen Verbrennungsgase, wie schon früher erwähnt, mit einer ziemlich hohen Temperatur durch die Esse u. s. w. Auf diese Weise dient also nur ein Theil der Wärme K zur Erwärmung des Kesselblechs. Diesen Theil im Verhältniß zum ganzen Heizwerthe K, den man den Wirkungsgrad der Feuerung nennt, wollen wir mit w_1 bezeichnen. Ferner wird auch nicht alle Wärme, welche das Kesselblech vom Feuer und den heißen Verbrennungsgasen aufnimmt, an das Kesselwasser abgegeben. Durch Zurückstrahlung der Wärme sowie durch weniger vollkommene Leitung des Kesselblechs geht ein Theil derselben verloren. Diejenige Wärme, welche der Kessel wirklich an das Wasser abgibt, verglichen mit derjenigen, die er durch die Feuerung aufnimmt, heißt: Wirkungsgrad der Heizfläche des Kessels*). Wir bezeichnen ihn mit w_2.

Hiernach ist nun leicht zu ermessen, daß wir zur Verdampfung von D Klgr. Wasser nicht $\frac{W\,D}{K}$ sondern

$$B = \frac{W\,D}{w_1 \cdot w_2\,K} \text{ Klgr.}$$

Brennstoff nothwendig haben.

Preis der Kessel und Maschinen und Kosten einer Pferdestärke pro Stunde.

Grashof theilt in seinen Resultaten der mechanischen Wärmetheorie folgende von Hrabák aufgestellte Formeln für den Preis der Kessel und Dampfmaschinen mit.

Für den Preis P eines Kessels hat man

$$P = 200 + \frac{5}{12} D\,(p_1 + 1) \text{ öster. Gulden zu } {}^2/_3 \text{ Thlr. prß.}$$

*) Die früheren Darstellungen über Wirkungsgrad der Feuerung weichen allerdings von diesen etwas ab und sind also weniger vollständig.

Es wächst demnach der Preis mit dem pro Stunde zu verbrauchenden Dampfgewichte und mit der Spannung p_1 des Dampfes.

Gebraucht also eine Maschine pro Stunde 450 Klgr. Dampf von 5 Atmosph. Pressung (was etwa einer Maschinenstärke von 15 Pferdekräften entspricht) so beträgt der Preis des Kessels

$$P = 200 + \frac{5}{12} . 450 . 6 = 1425 \text{ öster. Gldn.}$$

$$= \frac{2}{3} . 1425 = 950 \text{ Thlr.}$$

Der Preis P_1 für die Maschine ist:

a) wenn dieselbe ohne Condensation arbeitet und eine kleinere Leistung (N_n) als 45 Pferdekräfte liefert:

$$P_1 = 300 + 46 N_n + 5000 F (p_1 - 1) \text{ österr. Gldn.}$$

wo F bekanntlich den Querschnitt des Cylinders bezeichnet.

Ist unter denselben Umständen die Leistung N_n aber größer als 45 Pferdekräfte, so hat man:

$$P_1 = 1000 + 21 N_n + 4000 F (p_1 - 1) \text{ Gldn.}$$

b) Für eine Condensationsmaschine welche eine geringere Leistung als 45 Pferdekräfte gibt, ist:

$$P_1 = 400 + 52 N_n + 6000 F p_1 \text{ Gldn.}$$

für eine solche, die eine größere Leistung gibt:

$$P_1 = 1300 + 23 N_n + 5000 F p_1.$$

Beispiel.

Eine Condensationsmaschine arbeite mit Dampf von $p_1 = 4{,}5$ Atmosphären, der Querschnitt F des Cylinders betrage 0,238 □Mtr., wie theuer ist diese Maschine, wenn $N_n = 57$ Pferdekräfte beträgt?

Man hat nach der letzten Formel:

$$P_1 = 1300 + 23.57 + 5000.0{,}238.4{,}5 = 7966 \text{ österr. Gldn.}$$
$$= 5311 \text{ Thlr.}$$

Ermitteln wir nun die Kosten einer Pferdestärke pro Stunde. Wir nehmen an, der Preis des Kesselgemäuers mit Esse, des Maschinen- und Kesselhauses sei P_2. Rechnen wir nun für Verzinsung und Amortisation des Kapitals für Kessel und Maschine x Procent, so ist dafür aufzubringen

$$\frac{x}{100}(P + P_1).$$

Das Kapital P_2 für Maschinen- und Kesselhaus ꝛc. werde zu y Procent verzinset, alsdann betragen die Zinsen dieses Kapitals

$$\frac{y}{100} P_2.$$

Weiter wollen wir annehmen, die Maschine sei pro Jahr z Stunden thätig, gebrauche pro Stunde, wie schon oben angegeben, B Klgr. Brennstoff und der Preis desselben pro Kilogr. betrage P_3 (wo P_3 natürlich in derselben Geld-Einheit auszudrücken ist, wie P_1 und P_2); alsdann belaufen sich die Kosten für Brennmaterialaufwand auf

$$z B P_3.$$

Ist ferner der Preis für die Wartung pro Stunde $= A$, der pro Pferdestärke und pro Jahr für Schmiermittel ꝛc. $= A_1$ und setzen wir die Reparaturkosten im Jahre $= A_2$, so erhalten wir für diese drei Posten eine Auslage von

$$z A + N_n A_1 + A_2.$$

Hiernach beläuft sich nun die Gesammtauslage pro Jahr auf

$$z A + N_n A_1 + A_2 + z B P_3 + \frac{y}{100} P_2 + \frac{x}{100}(P + P_1)$$

und die (A_s) für die Stunde und Pferdestärke auf

$$A_s = \frac{z\,A + N_n\,A_1 + A_2 + z\,B\,P_3 + \frac{y}{100}\,P_2 + \frac{x}{100}(P + P_1)}{z\,N_n}.$$

Die Kosten einer Dampfmaschine pro Stunde und Pferdekraft, werden im Allgemeinen um so kleiner:

1) je anhaltender der Betrieb, d. h. die Zahl der Stunden pro Jahr ist, in welcher sich die Maschine in Thätigkeit befindet. Es liegt dieses auch auf der Hand, da z. B. bei vielen Unterbrechungen immerhin eine bedeutende Menge Brennmaterial verloren geht, weil während derselben das Feuer unterhalten werden muß;

2) je größer N_n d. h. je größer die Maschine ist. Auch erhellet, daß zwei oder mehr Maschinen, welche dasselbe leisten, wie eine, in der Anschaffung und auch in der Unterhaltung theurer sind, als eine Maschine. Geht freilich die Größe einer Maschine über ein gewisses Maß hinaus, so werden die technischen Schwierigkeiten bei der Herstellung so bedeutend, daß zwei oder mehrere in der Anschaffung billiger werden, als die eine;

3) je höher die Temperatur des dem Kessel zugeführten Speisewassers ist. Zu diesem sogenannten Vorwärmen, auf dessen Wichtigkeit schon Seite 237 ausführlich aufmerksam gemacht wurde, benutzt man gegenwärtig fast allgemein und zwar schon seit längerer Zeit entweder die durch den Fuchs entweichenden heißen Verbrennungsgase oder die Wärme des entweichenden Cylinderdampfes;

4) je höher die mittlere Hinterdampfspannung p_i und je kleiner die mittlere Vorderdampfspannung p_m ist. Man sollte demnach mit der Kesseldampfspannung möglichst hoch (6—8 Atm.) hinauf gehen. Je höher diese Dampfspannung, desto weniger fällt bekanntlich der Werth der Condensation ins Gewicht;

5) je größer die Geschwindigkeit c der Maschine ist. Auch

diese Geschwindigkeit hat natürlich ihre Grenzen. Radinger weist in dem früher citirten Werke nach, daß man bei einem gewissen Füllungsgrade e_1 und bei einer gewissen Dampfspannung über die gewöhnlich angenommene mittlere Geschwindigkeit hinausgehen kann, ohne einen unruhigen Gang der Maschine befürchten zu müssen. Die den Kolben beim Beginne eines jeden Hubes treibende Kraft muß so groß sein, daß sie die Reibung des Kolbens und die Trägheit der in Bewegung zu setzenden Massen, also des Kolbens, der Kolben- und Lenkstange zu überwinden vermag. Hiernach ist die Größe der Compression (deren Vortheile schon früher erwähnt wurden), Weite der Eintrittsöffnung beim Beginne des Hubes zu bemessen.

Hrabák (siehe Grashofs Resultate der mechanischen Wärmetheorie) nimmt für folgende Nutzwirkungen der Dampfmaschinen folgende mittlere Geschwindigkeit an:

für $N_n =$	1	10	20	45	80	150
$30\,c =$	30	35	40	45	50	55

Unter der Voraussetzung nun, daß

$$x = 10;\; z = 3600;\; D = 7\,B$$

und

$$P_3 = 0{,}12 \text{ Sgr.}$$

angenommen werde, berechnet derselbe die Füllungsgrade e_1 von Maschinen gewisser Stärken und Dampfspannungen, wenn die Größe

$$z\,B\,P_3 + \frac{x}{100}(P + P_1),$$

welche die vorzüglichsten Auslagen bei einer Dampfmaschine pro Jahr repräsentiren, ein Kleinstes wird. Die Werthe von P und P_1 d. h. die Preise der Maschine und des Kessels sind nach Seite 293 und 294 zu berechnen. Folgende Tabelle enthält diese Füllungsgrade.

	Maschinen ohne Condensation.				Maschinen mit Condensation.			
$N_n =$	7	20	60	180	7	20	60	180
$p_1 = 2$	—	—	—	—	0,33	0,30	0,25	0,23
$p_1 = 3$	0,41	0,40	0,39	0,38	0,30	0,25	0,30	0,20
$p_1 = 4$	0,33	0,32	0,31	0,30	0,25	0,22	0,20	0,15
$p_1 = 6$	0,30	0,25	0,23	0,20	0,24	0,20	0,18	0,13

Man sieht also hieraus:

a) daß der Füllungsgrad bei derselben Leistung (N_n) und bei derselben Dampfspannung (p_1) bei Maschinen mit Condensation niedriger sein kann, als bei solchen ohne Condensation; daß sich aber diese Füllungsgrade für beide Maschinensysteme um so mehr nähern, je größer die Spannung (p_1) ist.

b) Sowohl bei Maschinen mit als ohne Condensation müssen die Füllungsgrade um so kleiner sein, je größer die Nutzleistung (N_n) der Maschine und je höher die Dampfspannung (p_1) ist.

Für eine Maschine ohne Condensation von beispielsweise 7 Pferdekräften würde es also (freilich unter den oben gemachten Voraussetzungen) unvortheilhaft sein, wenn man, bei einer Dampfspannung von 4 Atm. den Füllungsgrad (e_1) kleiner oder größer als 0,33 machen wollte.

Verfahren bei der Berechnung einer neu zu erbauenden Dampfmaschine.

Zum Schlusse dieses Buches wollen wir nun noch zeigen, wie man zu verfahren habe, um die Dimensionen der wichtigern Theile einer Dampfmaschine von bestimmter Nutzleistung zu ermitteln. Direkt können wir diese Dimensionen nach den bis jetzt aufgestellten Formeln nicht berechnen, wir werden aber zeigen, wie sich mit Hülfe derselben leicht ein Näherungswerth

bestimmen läßt, und daß man dann, gestützt auf diesen Näherungswerth, sehr leicht zu den genauen Maßen der Maschine gelangen kann. An einem Beispiele mag das Verfahren, welches den Berechnungen zu Grunde zu legen ist, anschaulich gemacht werden.

Beispiel.

Es soll eine Expansions-Dampfmaschine gebaut werden, welche eine effective Leistung von 60 Pferdekräften liefert. Wir nehmen an, es sei Wasser genug vorhanden, um die Maschine mit Condensation wirken zu lassen. Ferner werde vorausgesetzt, daß der Betrieb, für welchen die Maschine dient, ein solcher sei, daß ein Ungleichförmigkeitsgrad (δ) von $^1/_{32}$ genüge. Welche Abmessungen hat man der Maschine zu geben, wie groß ist die pro Stunde erforderliche Wasser- und Brennstoffmenge 2c. 2c.?

Wäre uns statt der Nutzleistung die indicirte Leistung der Maschine gegeben, so würden uns unsere Formeln mit Leichtigkeit in den Stand setzen, aus dieser die Dimensionen der einzelnen Theile der Maschine und damit auch die Nebenhindernisse bei der Bewegung derselben zu bestimmen. Würde dann die Arbeit welche jene Nebenhindernisse in Anspruch nehmen, von der indicirten Leistung der Maschine abgezogen, so würde sich sofort die Nutzleistung ergeben. Umgekehrt können wir aber nicht aus dieser letztern direkt die Nebenhindernisse berechnen und somit die indicirte Leistung ermitteln. Es ist aber sofort einleuchtend, daß die indicirte Leistung bedeutend größer sein muß, als die Nutzleistung. Nach Seite 290 nannten wir nun den Quotienten, welcher sich ergab, wenn man die Nutzleistung durch die indicirte Leistung dividirte, den indicirten Wirkungsgrad der Maschine und bezeichneten ihn mit m_i; es war also:

$$m_i = \frac{N_n}{N_i} = \frac{p_n}{p_i}.$$

Diesen Wirkungsgrad m_i hat man nun durch Versuche und

Berechnungen zu ermitteln gesucht. Er ist natürlich für größere Maschinen größer, als für kleinere; ferner wird er, bei derselben Leistung für Expansionsmaschinen wieder etwas kleiner sein, als für Volldruckmaschinen, und für Condensationsmaschinen wird er den kleinsten Werth besitzen.

Nach Grashof ist zu setzen:

1. für Maschinen ohne Condensation und ohne Expansion

wenn a) N_n zwischen 5 und 25 Pferdekräfte beträgt:

$$m_i = \frac{N_n + 35}{N_n + 50},$$

wenn b) N_n zwischen 25 und 80 Pferdekräfte beträgt:

$$m_i = \frac{N_n + 75}{N_n + 100}.$$

2. für Maschinen ohne Condensation aber mit Expansion

wenn a) N_n zwischen 10 und 40 Pferdekräfte beträgt:

$$m_i = \frac{N_n + 32}{N_n + 50},$$

wenn b) N_n zwischen 40 und 100 liegt:

$$m_i = \frac{N_n + 72}{N_n + 100},$$

3. für Maschinen mit Condensation und Expansion

wenn a) N_n zwischen 15 und 46 Pferdekräfte groß ist:

$$m_i = \frac{N_n + 26}{N_n + 50},$$

beträgt aber b) N_n zwischen 46 und 180 Pferdekräfte, so hat man:

$$m_i = \frac{N_n + 86}{N_n + 130}.$$

Nach diesen Formeln ist von Grashof folgende Tabelle berechnet, die eher etwas zu kleine, als zu große Werthe enthält.

$N_n =$	5	10	15	20	25	30	40
1)	0,727	0,750	0,769	0,786	0,800	0,808	0,821
2)	—	0,700	0,723	0,743	0,760	0,775	0,800
3)	—	—	0,631	0,657	0,680	0,700	0,733

$N_n =$	50	60	80	100	120	150	180
1)	0,833	0,844	0,861	—	—	—	—
2)	0,813	0,825	0,844	0,860	—	—	—
3)	0,756	0,768	0,790	0,809	0,824	0,843	0,858

Da unsere Maschine eine Maschine mit Condensation und Expansion ist, so hat man nach dieser Tabelle

$$m_i = 0{,}768.$$

Demnach entsteht:

$$0{,}768 = \frac{N_n}{N_i} = \frac{60}{N_i}.$$

Daraus ist:

$$N_i = \frac{60}{0{,}768} = 78 \text{ Pferdekräfte.}$$

Es möge nun die mittlere Hinterdampfspannung p_1 während der Einströmung des Dampfes in den Cylinder 4 Atmosph. betragen, alsdann ist nach Tabelle Seite 298 der **vortheilhafteste Füllungsgrad** e_1 für unsere Maschine

$$e_1 = 0{,}20.$$

Ferner kann man nach Seite 297 die Geschwindigkeit c dieser Maschine setzen:

$$30\,c = 47$$

also

$$c = 1{,}567 \text{ Mtr.}$$

Nun ist nach Seite 271

$$N_i = \frac{10334}{75}\, p_i\, F\, c.$$

Nach der Tabelle Seite 269 hat man aber für p_i, da der Füllungsgrad $e_1 = 0{,}20$ und $p_1 = 4$ Atm. beträgt:

$$p_i = 1{,}881.$$

Somit entsteht

$$F\,c = \frac{75\,N_i}{10334\,p_i} = \frac{75 . 78}{10334 . 1{,}881} = 0{,}301$$

und da $c = 1{,}567$ Mtr. ist, so ergibt sich für den Querschnitt F des Cylinders abgesehen vom Querschnitt der Kolbenstange:

$$F = \frac{0{,}301}{1{,}567} = 0{,}192 \;\square\text{Mtr.}$$

Da die Geschwindigkeit des Kolbens (c) 1,567 Mtr. beträgt, so ist den Kanälen des Cylinders nach Seite 265 ein Querschnitt von circa $\frac{1}{19}$ des Cylinderquerschnitts zu geben. Dabei macht man dieselben etwa 4 bis 5mal so breit als lang oder tief.

Geben wir dem Durchmesser der Kolbenstange $^1/_{10}$ vom Durchmesser des Kolbens, so erhalten wir zur Berechnung von d folgende Gleichung

$$\frac{\pi\,d^2}{4} - \frac{1}{4}\pi\left(\frac{1}{10}\,d\right)^2 = F = 0{,}192.$$

Daraus ist

$$0{,}7775\,d^2 = 0{,}192$$

also

$$d = 0{,}498 \text{ Mtr.}$$

Dm. des Cylinders und

Dm. der Kolbenstange:

$$0{,}0498 \text{ Mtr.} = 4{,}98^{\text{cm}}.\text{*)}$$

Den Hub (s) des Kolbens soll man am geeignetsten aus der Gleichung

$$\frac{s}{d} = 2{,}8 - d$$

berechnen. Es wäre dann:

*) Dabei ist es aus zweierlei Gründen zu empfehlen, die Kolbenstange durch beide Cylinderdeckel zu leiten.

$$\frac{s}{0{,}498} = 2{,}8 - 0{,}498 = 2{,}302$$

mithin

$$s = 1{,}146 \text{ Mtr.}$$

Nunmehr können wir auch das Gewicht (S_r) des Schwungringes berechnen.

Wir machen die Lenkstange 5mal so lang als den Krummzapfen, setzen also das Verhältniß $\frac{r}{l} = 1:5$, so haben wir nach Seite 281

$$S_r = 2{,}273 \left(\frac{r}{R}\right)^2 . \frac{L_i}{v^2\, d}.$$

Machen wir nun R viermal so groß als r (es würde dann der mittlere Durchmesser des Schwungringes $4 \times 1{,}146 = 4{,}584$ Meter betragen), so haben wir, da $L_i = 75 . 78 = 5850$ Mtrklgr. und $\delta = \frac{1}{32}$ ist:

$$S_r = 2{,}273 . \frac{1}{16} . \frac{5850 . 32}{v^2} \text{ Klgr.}$$

Für v aber hat man:

$$v = \frac{\pi}{2} c = \frac{3{,}1416 . 1{,}567}{2} = 2{,}462 \text{ Mtr.}$$

Es entsteht also

$$S_r = 4390 \text{ Klgr.}$$

Da aber die Maschine eine Expansionsmaschine ist, und der Füllungsgrad $0{,}20 = \frac{1}{5}$ beträgt, so ist obiges Gewicht noch mit einem Coefficienten zu multipliciren, der sich bekanntlich aus folgender Gleichung (Seite 280) ergibt:

$$0{,}77 + 0{,}23 . 5 - 0{,}017 . 25 = 1{,}495.$$

Hiernach beträgt das Gewicht des Schwungringes (S_r)

$$S_r = 4390 . 1{,}495 = 6563 \text{ Klgr.}$$

Geben wir den Armen, wie dies früher angenommen worden, $^{3}/_{10}$ vom Gewichte des Ringes, so wiegen diese

$$^{3}/_{10} \, . \, 6563 = 1968{,}9,$$

oder in runder Zahl

Gewicht der Schwungradarme
1970 Klgr.

Die Dimensionen des Schwungringes und der Schwungradarme ergeben sich leicht aus den Seite 283 u. flgdn. mitgetheilten Formeln.

Wir ermitteln nun den Durchmesser der Zapfen der Schwungradwelle.

Bezeichnen wir denselben mit d_1, so hat man nach Morin:

$$d_1 = 20 \sqrt[3]{\frac{N_i}{u}} \text{ Centimeter.}$$

wo u also die Zahl der Umlaufe pro Minute bezeichnet.

Für u ist nach Seite 271:

$$u = \frac{30\,c}{s} = \frac{30 \, . \, 1{,}567}{1{,}146} = 41{,}02.$$

Daher:

$$d_1 = 20 \sqrt[3]{\frac{78}{41{,}02}} = 20 \sqrt[3]{1{,}902} = 24{,}8 \text{ Ctm.}$$

Setzen wir nun den Dm. der Welle $= 26{,}8$ Ctm., nehmen wir die Länge derselben zu 3 Mtr. an, so berechnet sich, da man das Gewicht von 1 Kbkmtr. Gußeisen 7400 Klgr. setzen kann, das Gewicht der Welle zu

$$\frac{3{,}1416 \, . \, (0{,}268)^2}{4} \, . \, 3 \, . \, 7400 = 1250 \text{ Klgr.}$$

Hiernach ist das Gewicht (S) des Schwungrades sammt Welle:

$$S = S_w + 1{,}3 \, S_r = 1250 + 6563 + 1970 = 9783 \text{ Klgr.}$$

Der mittlere Ueberdruck p_s, welcher die zur Ueberwindung

der Reibung der Schwungradwelle nöthige Arbeit liefert, beträgt nach Seite 285

$$p_s = 0{,}00002 \frac{d_1\, S}{d^2\, s}.$$

Und es ist in unserm Falle:

$$p_s = 0{,}00002 \frac{0{,}248 \,.\, 9783}{(0{,}498)^2 \,.\, 1{,}146} = 0{,}170.$$

Für den mittlern Dampfüberdruck p_t, welcher die Reibung des Kolbens, der Kolbenstange 2c. 2c. überwindet und die Arbeit zur Bewegung der Speisepumpe leistet, hat man (Seite 285)

$$p_t = \frac{0{,}0227}{d}.$$

In unserm Falle also

$$p_t = \frac{0{,}0227}{0{,}498} = 0{,}046.$$

Es betrüge hiernach der mittlere Ueberdruck p_m der leer gehenden Maschine, wenn dieselbe ohne Condensation arbeitete:

$$p_m = 0{,}170 + 0{,}046 = 0{,}216.$$

Bei Condensationsmaschinen kommt zu dieser Summe noch ein Summand, welcher dem Betriebe der Kaltwasser- und Luftpumpe entspricht (Seite 288). Da aber in diesem Summand das Dampfgewicht (D), welches die Maschine pro Stunde gebraucht, enthalten ist, so muß dies zunächst ermittelt werden.

Nach Seite 290 hat man für D:

$$D = 120\, F\, s\, u \left[(e + e_1)\,\gamma_1 - e\,\gamma_2\right] + 450\, d \sqrt{p_i}$$

wo γ_1 das Gewicht von 1 Kbkm. Dampf bei der Spannung von 4 Atm. bezeichnet und nach Tabelle II 2,23 Klgr. beträgt, γ_2 aber $= 0{,}264$; $e = 0{,}07$ (Seite 257) $e_1 = 0{,}20$; $s = 1{,}146$ und $u = 41{,}02$ ist. Es ist demnach:

$$D = 120 . 0{,}192 . 1{,}146 . 41{,}02 \left[(0{,}07 + 0{,}20)\, 2{,}23 - 0{,}07 . 0{,}264\right]$$

$$+ 450 . 0{,}498 \sqrt{1{,}881} = 632{,}47 + 307{,}35 = 939{,}82 \text{ Klgr.}$$

Hiernach entsteht nun (Seite 288)

$$p'_m = (0{,}003\, h + 0{,}045) \frac{939{,}82}{120 . 0{,}192 . 1{,}146 . 41{,}02}.$$

Setzen wir die Förderhöhe $h = 2^m$, so haben wir:

$$p'_m = (0{,}006 + 0{,}045) \frac{939{,}82}{1083} = 0{,}051 . 0{,}868 = 0{,}044.$$

Somit ergibt sich für unsere Maschine

$$p_m = 0{,}216 + 0{,}044 = 0{,}260.$$

Nach Seite 289 ist nun der indicirte Nutzüberdruck p_n

$$p_n = \frac{p_i - p_m}{1{,}13}$$

oder für unsern Fall:

$$p_n = \frac{1{,}881 - 0{,}260}{1{,}13} = 1{,}435.$$

Daher N_n nach Seite 289

$$N_n = \frac{10334 . 0{,}192 . 1{,}567 . 1{,}435}{75} = 59{,}47 \text{ Pferdekräfte.}$$

Das Resultat stimmt also so genau mit dem verlangten Werthe von 60 Pferdekräften überein, daß eine weitere und schärfere Rechnung vollständig überflüssig sein würde. Es liegt dies vielfach daran, daß wir nicht nur für das Verhältniß $\frac{r}{l}$ den Werth $^1/_5$ gesetzt haben, sondern daß wir auch den Quotienten $\frac{r}{R}$ zwischen Länge der Kurbel und mittlerm Halbmesser des Schwungringes zu $\frac{1}{4}$ angenommen haben. Hätten wir beispielsweise das letztere Verhältniß gleich 1:5 gesetzt, so würde dadurch das ganze Schwungrad ungleich leichter, also auch die mechanische

Arbeit, welche dasselbe bei seiner Bewegung in Anspruch nimmt, kleiner geworden sein, man würde dann für N_n jedenfalls einen nicht unbedeutend größern Werth als 60 Pferdekräfte erhalten haben. In diesem Falle hätte man denn besonders die Fläche des Kolbens etwas kleiner zu machen gehabt, um dem gewünschten Resultate nahe genug zu kommen.

Wir ermitteln nun die Dimensionen des Condensators und der Pumpen.

Nach Seite 291 ist das Volumen des Condensators zu setzen:

$$C = \frac{F\,s}{4} \text{ bis } \frac{F\,s}{3}.$$

Nehmen wir also $C = \frac{F\,s}{3,5}$, so erhalten wir in unserm Falle:

$$C = \frac{0,192\,.\,1,146}{3,5} = 0,063 \text{ Kbkm.}$$

Die Kaltwasserpumpe sei einfach wirkend. Das Volumen V_1 derselben ist alsdann nach Seite 292

$$V_1 = \frac{n\,D}{54000\,u}$$

und wenn man $n = 20$ setzt:

$$V_1 = \frac{20\,.\,939,82}{54000\,.\,41,02} = 0,0085 \text{ Kbkm.}$$

Machen wir den Hub der Pumpe halb so groß wie den des Cylinders, so erhalten wir für den Querschnitt F_1 derselben:

$$F_1\,.\,\frac{s}{2} = 0,0085$$

oder

$$F_1\,.\,0,573 = 0,0085$$

$$F_1 = 0,0148.$$

Hieraus berechnet sich der Durchmesser d_2 nach der Formel:

$$\frac{\pi\,d_2{}^2}{4} = 0,0148;$$

und es ist

$$d_2 = 0,138 \text{ Mtr.} = 13,8 \text{ Ctm.}$$

Bezeichnen wir das Volumen, welches der Kolben der Luftpumpe pro Hub beschreibt mit V_2, so kann man im Durchschnitt setzen:

$$\frac{V_2}{V_1} = 4 \text{ bis } 4{,}5.$$

Halten wir den erstern Werth fest, so entsteht:

$$V_2 = 0{,}0085 . 4 = 0{,}0340 \text{ Kbkm.}$$

Sobald wir nun den Hub als gegeben betrachten, können wir auch den Querschnitt sowie den Durchmesser des Pumpenstiefels bestimmen.

Das Volumen, welches der Kolben der Speisepumpe pro Hub zu beschreiben hat, läßt sich auch leicht berechnen. Es ist das pro Stunde in den Kessel zu fördernde Wasserquantum: (D) = 939,82 Klgr. = 0,9398 Kbkm. Rechnen wir, daß $^1/_{10}$ dieses Wassers beim Ansaugen zurückfällt, so ist also pro Stunde das Wasserquantum 0,9398 + 0,09398 = 1,0337 und in 1 Min. 0,0172 Kbkm. zu heben. Um den Kessel unter Umständen schnell speisen zu können, muß aber die Pumpe in derselben Zeit die drei- bis sechsfache Wassermasse liefern. Nehmen wir an, die vierfache Menge genüge, so betrüge die pro Minute zu fördernde Wassermenge 0,0688 Kbkm. Für je 2 Hübe der Maschine speist die Pumpe nur 1mal den Kessel, in 1 M. also $\frac{41{,}02}{2} = 20{,}51$mal. Hieraus berechnet sich das Volumen, welches der Kolben der Speisepumpe zu beschreiben hat, zu

$$\frac{0{,}0688}{20{,}51} = 0{,}00334 \text{ Kbkm.}$$

Setzen wir nun nach Seite 297:

$$D = 7 B$$

also

$$B = {}^1/_7 D$$

so ergiebt sich das pro Stunde aufzuwendende Brennmaterial zu

$$B = \frac{939,82}{7} = 134,26 \text{ Klgr.}$$

Jedenfalls ist hierbei vorausgesetzt, daß der Heizwerth des Brennmaterials ein ziemlich großer sei, daß man also zur Verbrennung etwa gute Steinkohlen benutze.

Wir stellen nun die vorstehenden Ergebnisse für unsere Maschine noch einmal übersichtlich zusammen.

1) Durchmesser des Cylinders (d) . . = 0,498 Mtr.
2) Länge des Kolbenhubes (s) . . . = 1,146 „
3) Querschnitt der Dampfkanäle . . = 0,0101 □Mtr.
Mittlere Geschw. (c) des Kolbens . = 1,567 Mtr.
4) Füllungsgrad (e_1) . . . . = 0,20
5) Zahl der Umdrehungen oder Doppelhübe pro Minute (u) . . . . . . = 41,02
6) Durchmesser der Kolbenstange . . = 4,98 Centm.
7) Verhältniß zwischen der Länge der Kurbel und der Lenkstange . . . . = 1:5.
8) Länge der Kurbel (r) $= \frac{s}{2}$ . . . . = 0,573 Mtr.
9) Gewicht des Schwungringes . . . = 6563 Klgr.
10) Gewicht der Schwungradarme . . = 1970 Klgr.
11) Gewicht der Schwungradwelle . . = 1250 Klgr.
12) Durchmesser der Zapfen dieser Welle = 24,8 Centm.
13) Durchmesser der Welle . . . . . = 26,8 „
14) Dampfverbrauch pro Stunde . . = 939,82 Klgr.
15) Verbrauch an Condensationswasser pro Stunde: 20 × 939,82 . . . = 18796,4 Klgr.
= 18,7964 Kbkm.
16) Steinkohlenverbrauch pro Stunde . = 134,26 Klgr.
17) Volumen (C) des Condensators . . = 0,063 Kbkm.

18) Volumen, welches der Kolben der Kaltwasserpumpe pro Hub beschreibt = 0,0085 Kbkm.

19) Volumen, welches pro Hub vom Kolben der Luftpumpe durchlaufen wird . . . . = 0,0340 Kbkm.

20) Volumen, welches vom Kolben der Speisepumpe pro Hub beschrieben wird . . . . = 0,00334 Kbkm.

Anhang.

Der Satz, daß in jedem umkehrbaren Kreisprocesse das Product aus der höchsten in die niedrigste absolute Temperatur gleich demjenigen aus den mittlern absoluten Temperaturen sei, dessen Richtigkeit wir Seite 174 u. flgdn. des I. Theiles durch ein Zahlenbeispiel dargethan haben, läßt sich auch auf elementarem Wege ganz allgemein beweisen.

Es seien also A A und $A_1 A_1$, Fig. 41, adiabatische Linien; $T c T_2$ und $T_1 a T_3$ solche Linien, welche dem allgemeinen Aenderungsgesetze

$$p v^{\frac{n}{m}} = p_2 v_2^{\frac{n}{m}}$$

oder

$$p_1 v_1^{\frac{n}{m}} = p_3 v_3^{\frac{n}{m}} \text{ ꝛc.}$$

entsprechen. T und T_1 auf der adiabatischen Linie A A mögen die absoluten Temperaturen von 1 Kilogramm Luft bezeichnen; T_2 und T_3 aber auf der adiabatischen Linie $A_1 A_1$, die Endtemperaturen, wenn jenes Luftgewicht aus dem Anfangszustande in den Endzustand auf der Curve $T c T_2$ oder auf der Curve $T_1 a T_3$ übergegangen ist. Die Linien T d T und $T_1 g T_1$ mögen isothermische Linien sein.

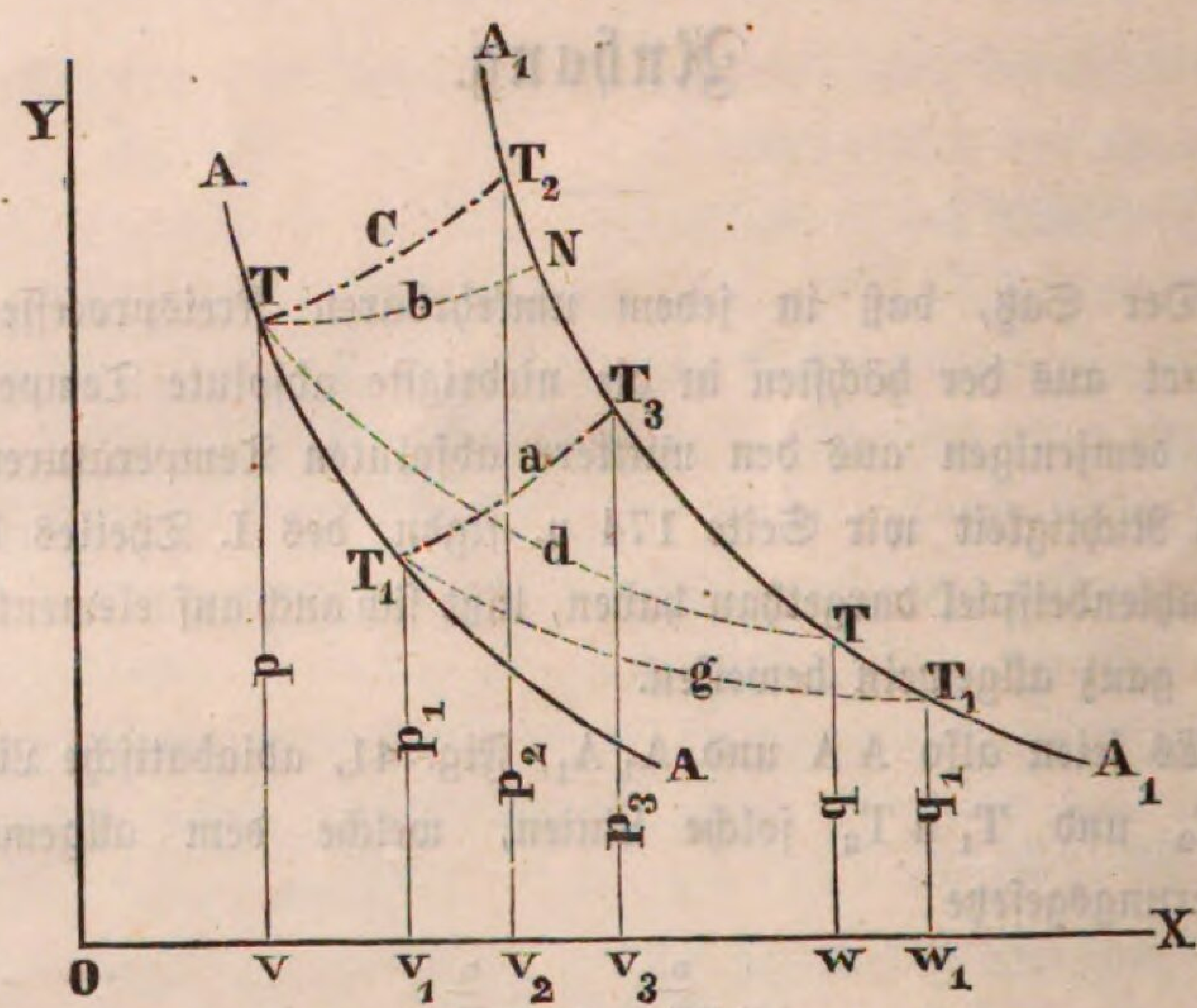
Behalten wir zunächst die Curven $T\,d\,T$, $T_2\,T_3\,T$ (Stück von der Linie $A_1\,A_1$) und $T\,c\,T_2$ im Auge.

Für die isothermische Curve $T\,d\,T$ gilt:

$$p\,v = q\,w \ldots\ldots (1)$$

wenn p und q die Ordinaten der Punkte T und T (wovon das eine T auf A A, das andere auf $A_1\,A_1$ liegt), v und w aber die zugehörigen Abscissen bezeichnen.

Fig. 41.



Für die Linie $T_2\,T_3\,T$, die also ein Stück von $A_1\,A_1$ ist, hat man:

$$p_2\,v_2{}^k = q\,w^k \ldots\ldots (2).$$

Endlich ist für die Linie $T\,c\,T_2$:

$$p\,v^{\frac{n}{m}} = p_2\,v_2{}^{\frac{n}{m}} \ldots\ldots (3).$$

Suchen wir zunächst das Volumen $O\,w = w$ für den Punkt T auf der adiabatischen Linie $A_1\,A_1$ aus T_2, T und v_2 zu bestimmen.

Aus (2) ist:

$$p_2 v_2 \times v_2^{k-1} = q w \times w^{k-1}.$$

Da aber $p_2 v_2 = R T_2$ und $q w = R T$ ist, so entsteht:

$$R T_2 \times v_2^{k-1} = R T \times w^{k-1}$$

d. i.

$$w = v_2 \left(\frac{T_2}{T}\right)^{\frac{1}{k-1}} \ldots\ldots (4).$$

Drücken wir nun v durch dieselben Größen aus.

Aus (3) entsteht:

$$p v \times v^{\frac{n}{m}-1} = p_2 v_2 \times v_2^{\frac{n}{m}-1}.$$

Und da auch hier $p v = R T$ und $p_2 v_2 = R T_2$ ist,

$$R T \times v^{\frac{n}{m}-1} = R T_2 \times v_2^{\frac{n}{m}-1}.$$

Also

$$v = v_2 \left(\frac{T_2}{T}\right)^{\frac{m}{n-m}} \ldots\ldots (5).$$

Nun haben wir mit Bezug auf Fig. 11, Seite 112 des I. Theiles gehört, daß die Ausdrücke

$$\frac{Q_1}{A T_1} \text{ oder } \frac{Q_2}{A T_2}$$

sehr passend Wärmegewichte genannt werden. — Es war aber Q_1 die auf dem Wege $T_1 T_1$ Fig. 11, nämlich auf einer isothermischen Linie zugeleitete und Q_2 die auf der isothermischen Curve $T_2 T_2$ abgeleitete Wärme; (bekanntlich wird hier alle zugeführte Wärme zur äußern Arbeitsverrichtung verwandt) T_1 war die absolute Temperatur bei der Zuleitung und T_2 die bei der Ableitung der Wärme. Wenden wir dies auf unsere Fig. 41 an, so würde der Ausdruck

$$\frac{Q}{A T}$$

das Wärmegewicht bezeichnen, welches der Gewichtseinheit Luft zuzuleiten wäre, wenn sie aus dem Zustande p, v, T auf der

isothermischen Linie T d T in den Zustand q, w, T übergehen sollte. Bezeichnen wir dies Wärmegewicht mit P, so würden wir haben:

$$P = \frac{Q}{A\,T} \ldots\ldots (6).$$

Nun ließ sich aber nach Gleichung XVI, S. 78 des I. Theiles, die zugeführte Wärmemenge Q nach dem Ausdrucke: 2,3026 A R T $\log \frac{w}{v}$ berechnen. Setzen wir hier der Kürze wegen statt des Briggschen den natürlichen Logarithmus, so erhalten wir die Gleichung

$$Q = A\,R\,T \log \text{nat} \frac{w}{v}.$$

Wird dieser Werth von Q in (6) substituirt, so erhält man:

$$P = R \log \text{nat} \frac{w}{v} \ldots\ldots (7)$$

Das wäre also ein neuer Ausdruck für das Wärmegewicht P. Hiernach würden wir dasselbe aus dem Anfangs- und Endvolumen bei der Ausdehnung nach der isothermischen Curve und aus dem Werthe von R berechnen können. Der Werth von R ist aber bekanntlich für jeden Körper ein anderer.

Nun hat man ferner: $R = \frac{c\,(k-1)}{A}$ (Seite 99 des I. Theils), also auch:

$$P = \frac{c\,(k-1)}{A} \log \text{nat} \frac{w}{v} \ldots\ldots (8).$$

Setzen wir nun statt w und v die oben berechneten Werthe aus (4) und (5), so ergibt sich:

$$P = \frac{c\,(k-1)}{A} \log \text{nat} \frac{v_2 \left(\frac{T_2}{T}\right)^{\frac{1}{k-1}}}{v_2 \left(\frac{T_2}{T}\right)^{\frac{m}{n-m}}}$$

$$= \frac{c}{A}(k-1) \log \text{nat} \left(\frac{T_2}{T}\right)^{\frac{n-mk}{(n-m)(k-1)}}.$$

Und wenn man den Faktor $(k-1)$ (links) als Exponent setzt:

$$P = \frac{c}{A} \log \text{nat} \left(\frac{T_2}{T}\right)^{\frac{n-mk}{n-m}}$$

Oder auch:

$$P = \frac{1}{A} \cdot \frac{mk-n}{m-n} c \log \text{nat} \left(\frac{T_2}{T}\right).$$

Nach Seite 125, Gleichung XXXXI des I. Theiles ist aber $\frac{mk-n}{m-n} c$ die specifische Wärme s, für das Aenderungsgesetz

$$p\, v^{\frac{n}{m}} = p_2\, v_2^{\frac{n}{m}};$$

daher läßt sich kürzer schreiben:

$$P = \frac{s}{A} \log \text{nat} \frac{T_2}{T} \ldots\ldots (9).$$

Dies wäre also das Wärmegewicht für den Uebergang auf der Curve $T\,c\,T_2$, Fig. 41.

So sind wir also hiernach im Stande das Wärmegewicht für einen beliebigen Uebergang eines Körpers von einem Zustande in einen andern zu berechnen, wenn wir nur die Anfangs- und Endtemperatur sowie die specifische Wärme für jenen Uebergang kennen. Ist die Anfangstemperatur t und die Endtemperatur t_2, so ist bekanntlich $T = 273 + t$ und $T_2 = 273 + t_2$, so daß man auch setzen könnte:

$$P = \frac{s}{A} \log \text{nat} \frac{273 + t_2}{273 + t}.$$

Diese Art der Herleitung des allgemeinen Ausdrucks für das Wärmegewicht P ist, so viel dem Verfasser bekannt, bis jetzt allein von ihm versucht worden.

Führten wir die Luft aus dem Zustande T_2, p_2, v_2 auf derselben Linie $T_2\,c\,T$ in den Endzustand T, p, v über, indem

wir ihr Wärme entzögen, so würde jetzt das **abgeleitete Wärmegewicht**

$$\frac{s}{A} \log \operatorname{nat} \frac{T_2}{T}$$

sein.

Ist T b N eine andere Curve, die denselben Anfangspunkt T hat und deren Endpunkt in derselben adiabatischen Curve $A_1 A_1$ liegt, so muß, wenn ein Körper seinen Zustand nach dem Gesetze dieser Curve ändert, das zugeleitete Wärmegewicht dasselbe sein. Ist auf diesem Wege die specifische Wärme s_1, die Endtemperatur im Punkte N gleich T_4, so hat man offenbar:

$$P = \frac{s_1}{A} \log \operatorname{nat} \frac{T_4}{T}.$$

Denn den Ausdruck rechts hätten wir ebenfalls aus Gl. (7): $P = R \log \operatorname{nat} \frac{W}{V}$ nach derselben Methode ableiten können, wie den unter (9). Es ist somit:

$$\frac{s}{A} \log \operatorname{nat} \frac{T_2}{T} = \frac{s_1}{A} \log \operatorname{nat} \frac{T_4}{T}.$$

Hierin liegt:

Geht ein Körper aus ein und demselben Anfangszustande in verschiedene Endzustände über, so ist das zugeleitete Wärmegewicht stets dasselbe, wenn nur die Endzustände in derselben adiabatischen Linie liegen.

Wir kommen nun zum Schlusse unseres Beweises. Seite 96 (I. Theil) haben wir gehört, daß sich die Wärmemengen Q und Q_1, welche der Luft — oder irgend einem andern Körper — zuzuleiten sind, wenn die Körper auf **verschiedenen** isothermischen Curven T d T und $T_1 g T_1$, Fig. 41, von einer adiabatischen Linie nach einer andern übergeführt werden, zu einander verhalten, wie die

absoluten Temperaturen T und T_1 bei welchen der Uebergang stattfindet. Hiernach war:

$$\frac{Q}{T} = \frac{Q_1}{T_1}.$$

Demnach hatte man:

$$\frac{Q}{A\,T} = \frac{Q_1}{A\,T_1}.$$

Somit wären also auch die Wärmegewichte für jene Uebergänge gleich. Ist nun wieder $T_1\,a\,T_3$ eine Curve, welcher das Aenderungsgesetz $p\,v^{\frac{n}{m}} = p_2\,v_2^{\frac{n}{m}} = \ldots\ldots$ zu Grunde liegt, ist sie also mit $T\,c\,T_2$ gleichartig, so hat man wieder:

$$\frac{Q_1}{A\,T_1} \text{ oder } R \log nat \frac{w_1}{v_1} = \frac{s}{A} \log nat \frac{T_3}{T_1}.$$

Denn da die Curve $T_1\,a\,T_3$ mit $T\,c\,T_2$ gleichartig ist, so gilt für den Uebergang eines Körpers auf dieser Curve dieselbe specifische Wärme s, die wir für den Uebergang auf $T\,c\,T_2$ gesetzt haben.

Da nun

$$\frac{Q_1}{A\,T_1} = \frac{Q}{A\,T} = \frac{s}{A} \log nat \frac{T_2}{T}$$

ist, so folgt:

$$\frac{s}{A} \log nat \frac{T_3}{T_1} = \frac{s}{A} \log nat \frac{T_2}{T} \ldots\ldots (10).$$

Aus dieser Gl. hat man aber:

$$\frac{T_3}{T_1} = \frac{T_2}{T}$$

oder

$$T_3\,T = T_2\,T_1.$$

Und dies ist der Satz, den wir im I. Theile nur für einen speciellen Fall bewiesen haben.

Setzt man das in dem Kreisprocesse, Fig. 41, der durch die Linien $T\,c\,T_2$, $T_2\,T_3$, $T_3\,a\,T_1$ und $T_1\,T$ umschlossen wird, auf

dem Wege $T\,c\,T_2$, nämlich $\frac{s}{A} \log nat \frac{T_2}{T}$ zugeleitete Wärmegewicht positiv, das auf dem Wege $T_3\,a\,T_1$ abgeleitete Wärmegewicht: $\frac{s}{A} \log nat \frac{T_3}{T_1}$ negativ, so kann man auch sagen:

In jedem umkehrbaren Kreisprocesse ist die algebraische Summe der Wärmegewichte gleich Null.

Wir haben bis jetzt nur von solchen umkehrbaren Kreisprocessen gesprochen, die durch vier Curven begrenzt waren; man kann sich aber auch solche denken, die von drei oder von mehr als vier Linien eingeschlossen sind. Wird ein Kreisproceß von mehr als vier Linien begrenzt, so heißt er zusammengesetzt. Einen Kreisproceß, der nur von drei Linien umschlossen ist, stellt z. B. die Fläche $T\,c\,T_2\,T_3\,T\,d\,T$, Fig. 41, dar. Die Begrenzungslinien sind: $T\,c\,T_2$; $T_2\,T_3\,T$ und $T\,d\,T$. Auch bei einem solchen Kreisprocesse ist das abgeleitete Wärmegewicht dem zugeleiteten gleich. Denn es ist ja das Wärmegewicht, welches auf dem Wege $T\,d\,T$ ab- oder zugeleitet wird, gleich demjenigen, welches man auf dem Wege $T\,c\,T_2$ zu- oder abzuleiten hat.

Da wir auch hier im II. Theile auf den Begriff „Wärmegewicht" mehrere Male zurückkommen werden, so wollen wir jetzt noch einige Beispiele anführen, durch welche uns derselbe zum bessern Verständniß gebracht wird.

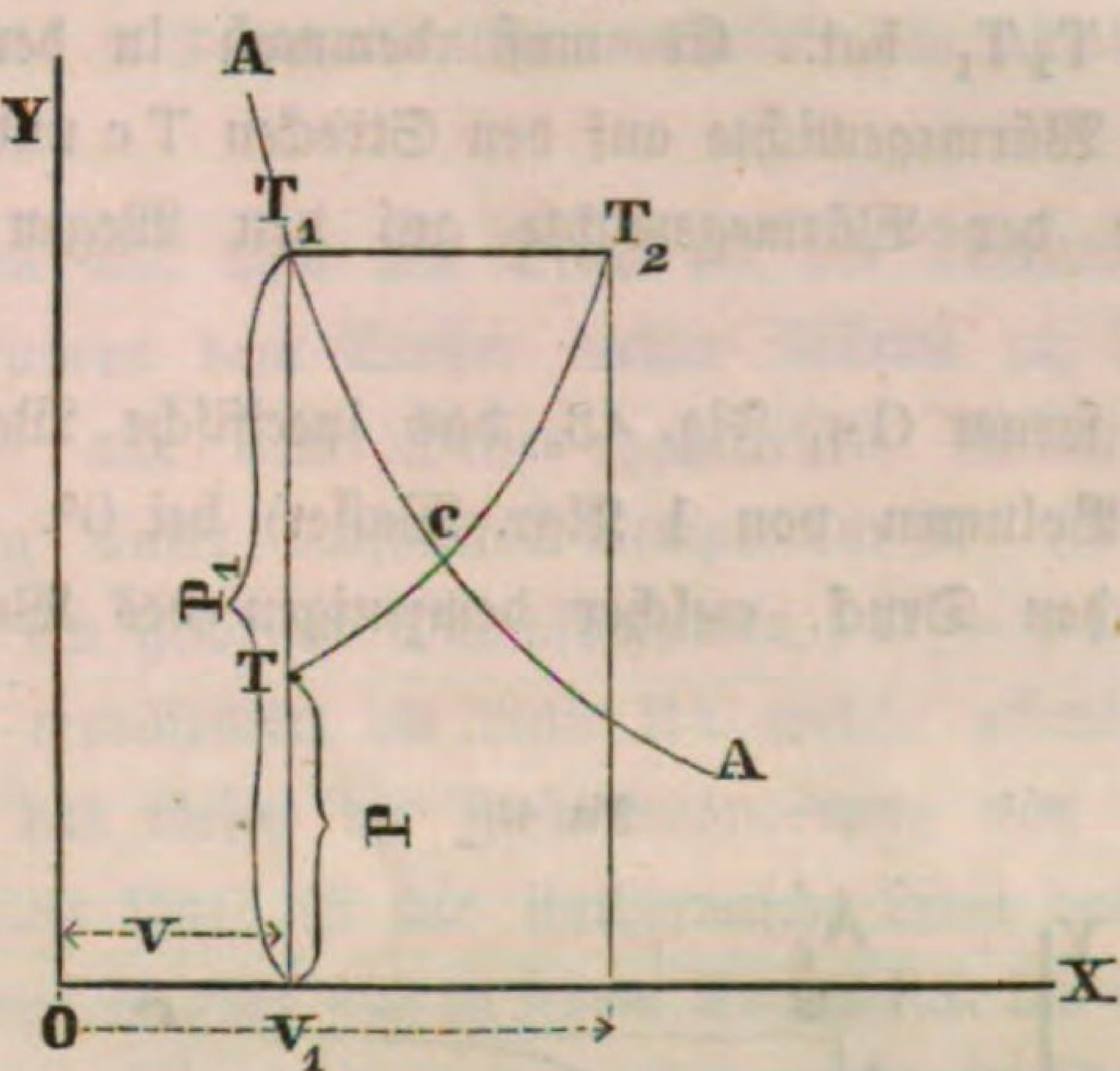
Denkt man sich in einem Cylinder die Gewichtseinheit Luft vom Volumen v, der absoluten Temperatur T, Fig. 42, (folgende Seite), und der Spannung p eingeschlossen und erwärmt diese Luft bei constantem Volumen v, indem man den Druck von Außen in der Weise vermehrt, wie er sich in Folge der Wärmezunahme vergrößert, so ist, wenn endlich der Druck p_1 und die absolute Temperatur T_1 geworden, das zugeleitete Wärmegewicht:

$$\frac{c}{A} \log nat \frac{T_1}{T}$$

wo c die specifische Wärme der Luft bei constantem Volumen bezeichnet.

Dehnt sich nun das specifische Luftvolumen v vom Drucke p_1 und der absoluten Temperatur T_1 bei constantem Drucke p_1

Fig. 42.



so lange aus, bis daraus das Volumen v_1 mit der Temperatur T_2 geworden ist, so hat man für das zugeleitete Wärmegewicht auf dem Wege $T_1 T_2$:

$$\frac{ck}{A} \log nat \frac{T_2}{T_1}$$

denn ck ist die specifische Wärme der Luft bei ihrer Ausdehnung unter constantem Drucke.

Die Summe der Wärmegewichte bei dem Uebergange der Luft aus dem Zustande p, v, T auf dem Wege $T T_1 T_2$ in den Zustand $v_1 p_1 T_2$ beträgt demnach:

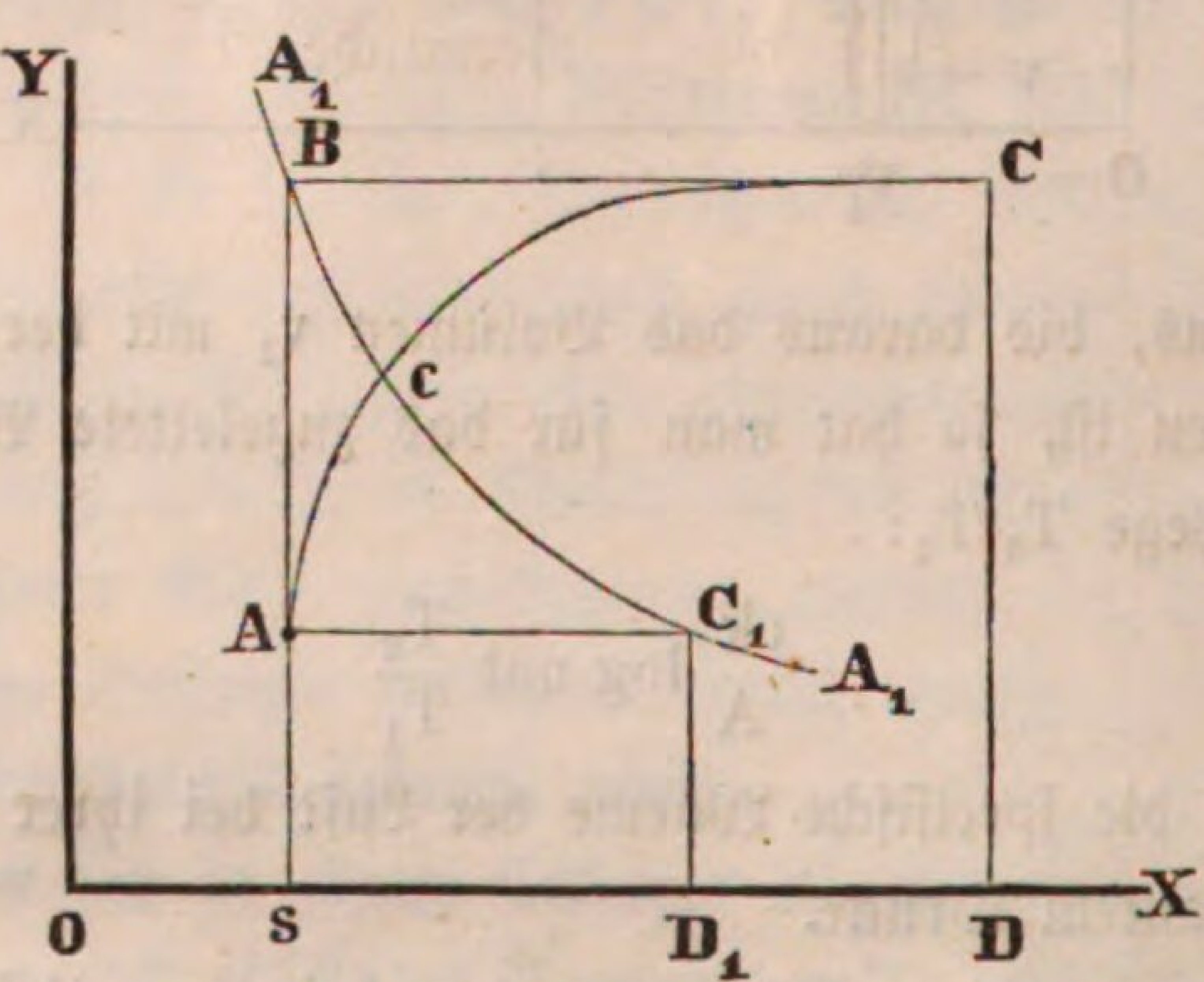
$$\frac{c}{A} \log nat \frac{T_1}{T} + \frac{ck}{A} \log nat \frac{T_2}{T_1}.$$

Dasselbe Wärmegewicht hätten wir aber auch zuleiten müssen, wenn die Luft auf irgend einem andern Wege, z. B. auf dem $T c T_2$ aus dem Anfangszustande p, v, T in den Endzustand

$p_1\,v_1\,T_2$ übergeführt worden wäre. Denn denkt man sich durch den Punkt T_1 die adiabatische Linie AA gelegt, so ist das Wärmegewicht für den Weg Tc gleich demjenigen für den Weg TT_1, Seite 316; ebenso hat man nach derselben Seite für das Wärmegewicht der Strecke cT_2 denselben Werth, den man für die Strecke $T_2\,T_1$ hat. Es muß demnach in der That die Summe der Wärmegewichte auf den Strecken Tc und cT_2 gleich der Summe der Wärmegewichte auf den Wegen TT_1 und $T_1\,T_2$ sein.

Es sei ferner Os, Fig. 43, das specifische Wasservolumen (d. h. das Volumen von 1 Klgr. Wasser) bei 0°. Ferner bezeichne sA den Druck, welcher demjenigen des Wasserdampfes

Fig. 43.



bei 0° gleich ist. Denkt man sich nun, es werde diesem Wasser so lange Wärme zugeführt, bis die Temperatur von 0 auf t° gestiegen und gleichzeitig werde der Druck auf dasselbe so vermehrt, daß dieser in jedem Augenblicke dem Dampfdrucke gleich sei, der sich ohne jenen äußern Druck aus dem Wasser bilden würde, so ist, wenn wir auch hier die mittlere specifische Wärme

des Wassers zwischen 0 und t° mit c bezeichnen, das zugeleitete Wärmegewicht*)

$$P = \frac{c}{A} \log nat \frac{t + 273}{0 + 273} = \frac{c}{A} \log nat \frac{T}{273}.$$

Die Zahl 273 repräsentirt natürlich die absolute Temperatur bei 0°.

Erhalten wir nun den Druck bei der Temperatur t constant und führen dem Wasser weiter Wärme zu, so dient bekanntlich — alle dem Wasser zugeführte Wärme nur zur Verdampfung unter constanter Temperatur t. Ist z. B. nach einiger Zeit ein gewisses Dampfvolumen s D (= O D — O s) entstanden, so repräsentirt die Linie B C welche offenbar mit O X parallel ist, das Gesetz der Zustandsänderung von Wasser und Dampf. Diese Linie ist die isothermische Linie des gesättigten Dampfes, denn sie zeigt uns in jedem Augenblicke die Abhängigkeit zwischen Volumen und Spannung bei **constanter** Temperatur. Beträgt also die Wärmemenge, welche z. B. auf dem Wege B C (also bei der Bildung des Dampfvolumens s D) hat zugeleitet werden müssen: Q, so ist, ebenso wie bei Gasen, das zugeleitete Wärmegewicht:

$$\frac{Q}{A T'}$$

wo T also die constante absolute Temperatur bezeichnet. Aus Seite 30 dieses Theiles ist bekannt, daß diese Wärme Q weiter nichts ist, als die eigentliche Verdampfungswärme. Verdampft das Wasser bei 100°, so beträgt dieselbe circa pro 1 Klgr. 537 Wärme-Einheiten. Repräsentirte also das Volumen s D = B C nur ein

*) Wir haben schon gehört, daß die specifische Wärme des Wassers nicht für alle Temperaturen genau dieselbe ist.

halbes Kilogr. Dampf, so wäre $Q = \frac{537}{2} = 268{,}5$ W.-E. und das zugeleitete Wärmegewicht:

$$\frac{268{,}5}{A\,T} = \frac{424 \,.\, 268{,}5}{100 + 273}.$$

Um demnach aus Wasser von 0° auf die angedeutete Weise nach und nach ein bestimmtes Volumen gesättigten Dampfes von t^0 zu erhalten, hätten wir ein Wärmegewicht zuzuleiten, welches durch folgende Summe ausgedrückt wird:

$$\frac{c}{A} \log \text{nat} \frac{T}{273} + \frac{Q}{A\,T}.$$

Repräsentirte $B\,C = s\,D$ den x. Theil von 1 Klgr. Dampf und wäre dessen Verdampfungs-Wärme allgemein $= r$, so würde $Q = x\,r$ sein und demnach hätte man für jenes Wärmegewicht:

$$\frac{c}{A} \log \text{nat} \frac{T}{273} + \frac{r\,x}{A\,T}.$$

Denken wir uns, die Verdampfung habe bei 0° in der Weise begonnen, daß $A\,c\,C$ das Gesetz zwischen Volumen und Spannung des Dampfes darstelle, so müßte das auf dem Wege $A\,c\,C$ zugeleitete Wärmegewicht der obigen Summe wieder gleich sein. Denn nimmt man wieder an, es sei durch B eine adiabatische Linie $A_1\,A_1$ gelegt, d. h. eine solche, welche die Abhängigkeit zwischen Druck und Dampfvolumen repräsentirt, wenn die äußere Arbeit auf Kosten der innern verrichtet wird, so hätte man ja für das Wärmegewicht auf dem Wege $A\,c$ denselben Werth wie für dasjenige auf dem Wege $A\,B$, und für das Wärmegewicht auf der Strecke $c\,C$ würde sich ebenso dasselbe Wärmegewicht herausgestellt haben, wie für die Strecke $B\,C$. — Ist ferner $A\,C_1$ parallel $O\,X$, so bezeichnet $A\,C_1$ die isothermische Linie für die Verdampfung bei 0°. Das Wärmegewicht, welches also auf dem Wege $A\,C_1$ zuzuleiten ist, muß z. B. demjenigen gleich sein, welches auf dem Wege $A\,B$ oder $A\,c$ zuzuleiten war.

Repräsentirte das Dampfvolumen $A\,C_1 = s\,D_1$ ein Gewicht von x_2 Klgr., wäre ferner die Verdampfungswärme bei $0^0 = r_1$, so würde das zugeleitete Wärmegewicht auf der Strecke $A\,C_1$ sein:

$$\frac{x_2\, r_1}{A\,.\,273}$$

Man hätte also die Gl.

$$\frac{c}{A} \log \text{nat} \frac{T}{273} = \frac{x_2\, r_1'}{A\,.\,273}$$

oder

$$c \log \text{nat} \frac{T}{273} = \frac{x_2\, r_1}{273}.$$

Da man c als bekannt voraussetzen kann, da ferner auch r_1 für jede Temperatur durch Versuche festgesetzt ist, so läßt sich aus dieser Gleichung x_2 für jedes T leicht berechnen.

Tabelle I.

Spannkraft der Wasserdämpfe nach Regnault.

Temperatur.	Spannkraft in Millim.	Temperatur.	Spannkraft in Millim.	Temperatur.	Spannkraft in Millim.	Temperatur.	Spannkraft in Millim.
—32	0,320	11	9,792	37	46,691	63	170,791
—30	0,386	12	10,457	38	49,302	64	178,714
—25	0,605	13	11 162	39	52,039	65	186,945
—20	0,927	14	11,908	40	54,906	66	195,496
—15	1,400	15	12,699	41	57,910	67	205,376
—10	2,109	16	13,536	42	61,055	68	213,596
— 9	2,267	17	14,421	43	64,346	69	223,165
— 8	2,455	18	15,357	44	67,790	70	233,093
— 7	2,658	19	16,346	45	71,391	71	243,393
— 6	2,876	20	17,391	46	75,158	72	254,073
— 5	3,113	21	18,495	47	79,093	73	265,147
— 4	3,368	22	19,659	48	83,204	74	276,624
— 3	3,644	23	20,888	49	87,499	75	288,517
— 2	3,941	24	22,184	50	91,982	76	300,833
— 1	4,263	25	23,550	51	96,661	77	313,600
0	4,600	26	24,988	52	101,543	78	326,811
1	4,940	27	26,505	53	106,636	79	340,488
2	5,302	28	28,101	54	111,945	80	354,643
3	5,687	29	29,782	55	117,478	81	369,287
4	6,097	30	31,548	56	123,244	82	384,435
5	6,534	31	33,406	57	129,251	83	400,101
6	6,998	32	35,359	58	135,505	84	416,298
7	7,492	33	37,411	59	142,015	85	433,041
8	8,017	34	39,565	60	148,790	86	450,301
9	8,574	35	41,827	61	155,839	87	468,175
10	9,165	36	44,201	62	163,170	88	486,638

Temperatur.	Spannkraft in Millim.	Temperatur.	Spannkraft in Millim.	Temperatur.	Spannkraft in Millim.	Temperatur.	Spannkraft in Millim.
89	505,705	117	1354,66	145	3125,55	173	6406,60
90	525,392	118	1399,02	146	3212,74	174	6560,55
91	545,715	119	1444,55	147	3301,87	175	6717,43
92	566,690	120	1491,28	148	3392,98	176	6877,22
93	588,330	121	1539,25	149	3486,09	177	7039,97
94	610,661	122	1588,47	150	3581,23	178	7205,72
95	633,692	123	1638,96	151	3678,43	179	7374,52
96	657,443	124	1690,76	152	3777,74	180	7546,39
97	681,931	125	1743,88	153	3879,18	181	7721,37
98	707,174	126	1798,35	154	3982,77	182	7899,52
99	733,191	127	1854,20	155	4088,56	183	8080,84
100	760,000	128	1911,47	156	4196,59	184	8265,40
101	787,59	129	1970,15	157	4306,88	185	8453,23
102	816,01	130	2030,28	158	4419,45	186	8644,35
103	845,28	131	2091,90	159	4534,36	187	8838,82
104	875,41	132	2155,03	160	4651,62	188	9036,68
105	906,41	133	2219,69	161	4771,28	189	9237,95
106	938,31	134	2285,92	162	4893,36	190	9442,70
107	971,14	135	2353,73	163	5017,91	191	9650,93
108	1004,91	136	2423,16	164	5144,97	192	9862,71
109	1039,65	137	2494,23	165	5274,54	193	10078,04
110	1075,37	138	2567,00	166	5406,69	194	10297,01
111	1112,09	139	2641,44	167	5541,43	195	10519,63
112	1149,83	140	2717,63	168	5678,82	196	10745,95
113	1188,61	141	2795,57	169	5818,90	197	10976,00
114	1228,47	142	2875,30	170	5961,66	198	11209,82
115	1269,41	143	2956,86	171	6107,19	199	11447,46
116	1311,47	144	3040,26	172	6255,48	200	11688,96

Tabelle II.

p Atmosph.	t Grad C.	q (Seite 26).	ρ (Seite 33).	A p u (Seite 47).	u Cub.-Mtr. pro 1 Kilgr. (Seite 50).	γ Kilgr. pro 1 Cb.-Mtr. (Seite 56).	$\frac{\rho}{u}$ (Seite 109).
0,1	46,2	46,28	538,85	35,46	14,551	0,069	37
0,2	60,4	60,59	527,58	36,76	7,542	0,133	70
0,3	69,5	69,69	520,43	37,57	5,139	0,194	101
0,4	76,2	76,50	515,09	38,17	3,915	0,255	132
0,5	81,7	82,02	510,77	38,64	3,170	0,315	161
0,6	86,3	86,66	507,12	39,04	2,670	0,374	190
0,7	90,3	90,70	503,96	39,39	2,309	0,433	218
0,8	93,9	94,30	501,14	39,69	2,035	0,491	246
0,9	97,1	97,54	498,61	39,96	1,822	0,549	273
1,0	100,0	100,50	496,30	40,20	1,649	0,606	301
1,1	102,7	103,22	494,18	40,42	1,508	0,663	328
1,2	105,2	105,74	492,21	40,63	1,389	0,719	354
1,3	107,5	108,10	490,37	40,82	1,288	0,776	381
1,4	109,7	110,32	488,64	40,99	1,201	0,832	407
1,5	111,7	112,41	487,01	41,16	1,126	0,887	433
1,6	113,7	114,39	485,47	41,31	1,059	0,943	458
1,7	115,5	116,27	484,01	41,46	1,001	0,998	484
1,8	117,3	118,06	482,62	41,60	0,948	1,053	509
1,9	119,0	119,78	481,28	41,73	0,901	1,108	534
2,0	120,6	121,42	480,00	41,86	0,859	1,163	559
2,1	122,1	122,99	478,78	41,98	0,820	1,218	584
2,2	123,6	124,51	477,60	42,10	0,785	1,272	608
2,3	125,1	125,97	476,47	42,21	0,753	1,326	633
2,4	126,5	127,39	475,37	42,31	0,723	1,380	657
2,5	127,8	128,75	474,31	42,42	0,696	1,434	681
2,6	129,1	130,08	473,28	42,51	0,671	1,488	705

p Atmosph.	t Grad C.	q (Seite 26).	ϱ (Seite 33).	A p u (Seite 47).	u Cub.-Mtr. pro 1 Klgr. (Seite 50).	γ Klgr. pro 1 Cb.-Mtr. (Seite 56).	$\frac{\varrho}{u}$ (Seite 109).
2,7	130,3	131,35	472,29	42,61	0,647	1,542	729
2,8	131,6	132,60	471,33	42,70	0,626	1,596	753
2,9	132,8	133,81	470,39	42,79	0,605	1,649	777
3,0	133,9	134,99	469,48	42,88	0,586	1,702	801
3,1	135,0	136,13	468,59	42,96	0,569	1,756	824
3,2	136,1	137,25	467,73	43,04	0,552	1,809	848
3,3	137,2	138,34	466,88	43,12	0,536	1,862	871
3,4	138,2	139,40	466,06	43,20	0,521	1,915	894
3,5	139,2	140,44	465,26	43,27	0,507	1,968	917
3,6	140,2	141,45	464,48	43,34	0,494	2,020	940
3,7	141,2	142,45	463,70	43,41	0,481	2,073	963
3,8	142,1	143,42	462,96	43,48	0,469	2,125	986
3,9	143,1	144,37	462,22	43,55	0,458	2,178	1009
4,0	144,0	145,31	461,50	43,61	0,447	2,230	1032
4,1	144,9	146,22	460,79	43,68	0,437	2,283	1054
4,2	145,8	147,11	460,10	43,74	0,427	2,335	1077
4,3	146,6	147,98	459,43	43,80	0,418	2,387	1099
4,4	147,5	148,86	458,76	43,86	0,409	2,439	1122
4,5	148,3	149,71	458,10	43,92	0,400	2,491	1144
4,6	149,1	150,54	457,46	43,97	0,392	2,543	1166
4,7	149,9	151,36	456,83	44,03	0,384	2,595	1188
4,8	150,7	152,17	456,20	44,08	0,377	2,647	1211
4,9	151,5	152,96	455,59	44,14	0,370	2,698	1233
5,0	152,2	153,74	454,99	44,19	0,363	2,750	1255
5,1	153,0	154,51	454,40	44,24	0,356	2,802	1277
5,2	153,7	155,26	453,82	44,29	0,349	2,853	1298
5,3	154,4	156,01	453,25	44,34	0,343	2,905	1320
5,4	155,1	156,74	452,68	44,39	0,337	2,956	1342
5,5	155,8	157,47	452,12	44,44	0,331	3,007	1364
5,6	156,5	158,18	451,58	44,49	0,326	3,059	1385
5,7	157,2	158,88	451,04	44,53	0,320	3,110	1407
5,8	157,9	159,58	450,50	44,58	0,315	3,161	1428
5,9	158,6	160,26	449,98	44,62	0,310	3,212	1450
6,0	159,2	160,94	449,46	44,67	0,305	3,263	1471
6,1	159,9	161,61	448,94	44,71	0,301	3,314	1493
6,2	160,5	162,25	448,44	44,75	0,296	3,365	1514
6,3	161,1	162,91	447,94	44,79	0,292	3,416	1535
6,4	161,8	163,55	447,45	44,84	0,287	3,467	1557
6,5	162,4	164,18	446,96	44,88	0,283	3,518	1578
6,6	163,0	164,81	446,48	44,92	θ,279	3,568	1599

p Atmosph.	t Grad C.	q (Seite 26).	ϱ (Seite 33).	A p u (Seite 47).	u Cub.-Mtr. pro 1 Klgr. (Seite 50).	γ Klgr. pro 1 Cb.-Mtr. (Seite 56).	$\frac{\varrho}{u}$ (Seite 109.)
6,7	163,6	165,43	446,01	44,96	0,275	3,619	1620
6,8	164,2	166,05	445,53	44,99	0,271	3,670	1641
6,9	164,8	166,64	445,07	45,03	0,268	3,721	1662
7,00	165,3	167,24	444,62	45,07	0,264	3,771	1683
7,25	166,8	168,72	443,48	45,16	0,256	3,897	1735
7,50	168,1	170,14	442,39	45,25	0,247	4,023	1787
7,75	169,5	171,53	441,32	45,32	0,240	4,149	1839
8,00	170,8	172,89	440,29	45,42	0,233	4,274	1890
8,25	172,1	174,22	439,27	45,50	0,226	4,400	1941
8,50	173,3	175,51	438,28	45,58	0,220	4,525	1992
8,75	174,6	176,77	437,31	45,65	0,214	4,649	2043
9,00	175,8	178,02	436,37	45,73	0,208	4,774	2093
9,25	176,9	179,23	435,44	45,80	0,203	4,898	2143
9,50	178,1	180,41	434,54	45,87	0,198	5,023	2193
9,75	179,2	181,58	433,64	45,93	0,193	5,147	2243
10,00	180,3	182,72	432,77	46,00	0,189	5,270	2293
10,25	181,4	183,83	431,93	46,06	0,184	5,394	2342
10,50	182,4	184,93	431,09	46,13	0,180	5,517	2392
10,75	183,5	186,00	430,27	46,19	0,176	5,640	2441
11,00	184,5	187,06	429,46	46,25	0,172	5,764	2489
11,25	185,5	188,11	428,66	46,31	0,169	5,886	2538
11,50	186,5	189,13	427,89	46,36	0,165	6,009	2587
11,75	187,5	190,14	427,12	46,42	0,162	6,132	2635
12,00	188,4	191,13	426,37	46,47	0,159	6,254	2683
12,25	189,3	192,10	425,62	46,52	0,156	6,376	2731
12,50	190,3	193,06	424,90	46,58	0,153	6,499	2779
12,75	191,2	194,01	424,18	46,63	0,150	6,621	2827
13,00	192,1	194,94	423,46	46,68	0,147	6,742	2874
13,25	193,0	195,86	422,77	46,72	0,145	6,864	2922
13,50	193,8	196,77	422,08	46,77	0,142	6,986	2969
13,75	194,7	197,66	421,40	46,82	0,140	7,107	3016
14,00	195,5	198,54	420,74	46,86	0,137	7,228	3063

Tabelle III.

Hülfstabelle für gesättigte Wasserdämpfe nach Zeuner.

Druck p in Atmosph.	Werthe von Q (Seite 71).	Werthe von τ (Seite 84).	Werthe von r (Seite 30).	Werthe von $\frac{r}{T}$ (Seite 71).
0,5	126,75	0,2627	549,40	1,5489
1	148,47	0,3136	536,50	1,4383
2	170,64	0,3681	521,87	1,3259
3	183,78	0,4021	512,35	1,2591
4	193,16	0,4271	505,11	1,2113
5	200,46	0,4469	499,19	1,1740
6	206,39	0,4639	494,12	1,1432
7	211,48	0,4784	489,69	1,1171
8	215,86	0,4912	485,71	1,0944
9	219,73	0,5027	482,09	1,0743
10	223,18	0,5130	478,78	1,0562
11	226,29	0,5227	475,71	1,0398
12	229,13	0,5315	472,84	1,0248
13	231,75	0,5398	470,14	1,0109
14	234,17	0,5474	467,60	0,9980

Tabelle IV.

$\frac{p^1}{p}$	n = 1,135 $\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{m}}$	n = 1,135 $1-\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}$	n = 1,125 $\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{m}}$	n = 1,125 $1-\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{m-1}{m}}$
0,9	0,9114	0,0125	0,9106	0,0116
0,8	0,8215	0,0262	0,8201	0,0245
0,7	0,7303	0,0416	0,7283	0,0388
0,6	0,6376	0,0590	0,6350	0,0552
0,5	0,5430	0,0792	0,5400	0,0741
0,45	0,4949	0,0907	0,4917	0,0849
0,4	0,4461	0,1033	0,4429	0,0968
0,35	0,3966	0,1175	0,3933	0,1101
0,3	0,3462	0,1335	0,3430	0,1252
0,25	0,2948	0,1521	0,2916	0,1428
0,2	0,2422	0,1743	0,2392	0,1637
0,15	0,1880	0,2021	0,1852	0,1901
0,12	0,1544	0,2230	0,1519	0,2099
0,1	0,1315	0,2397	0,1292	0,2257
0,08	0,1080	0,2596	0,1059	0,2447
0,06	0,0839	0,2845	0,0820	0,2685

Druck von Bär & Hermann in Leipzig.

Wiener Eindrücke. Tagebuch aus Berlin. Bd. XII. Goethe im Wendepunkt zweier Jahrhunderte. Philosophie der That und des Ereignisses. Die rothe Mütze und die Kapuze.

Nur für die Abnehmer der ganzen Ersten Serie tritt der sehr wohlfeile Preis von 6 Sgr. pr. Lieferung ein. Der einzelne Band wird nur zum Preise von 2 Thlr. abgegeben.

Abonnenten können jederzeit und in allen Buchhandlungen eintreten und das Erschienene in beliebigen Zwischenräumen nachbeziehen.

Narciß.

Trauerspiel

von

A. E. Brachvogel.

Min.-Ausg. Dritte Aufl. broch. 24 Sgr., eleg. geb. mit Goldschnitt 1 Thlr. 2 Sgr.

Adelbert vom Babanberge.

Trauerspiel

von

A. E. Brachvogel.

Min.-Ausg. broch. 24 Sgr., eleg. geb. mit Goldschnitt 1 Thlr. 2 Sgr.

Der Usurpator.

Dramatisches Gedicht in 5 Acten

von

A. E. Brachvogel.

Min.-Ausg. broch. 27 Sgr., eleg. geb. mit Goldschnitt 1 Thlr. 5 Sgr.

Theatralische Studien

von

A. E. Brachvogel.

8. eleg. broch. 24 Sgr.

Weinkarte von Europa.

Entworfen und gezeichnet

von

Dr. Wilhelm Hamm,

k. k. Ministerialrath und Departements-Chef im Ackerbauministerium zu Wien.

In siebenfarbigem lithographischen Druck ausgeführt.

Zweite, wesentlich verbesserte Ausgabe.

68,0 cm. breit und 54,7 cm. hoch.

Mit Prospect in Umschlag cartonnirt 1 Thlr. 10 Sgr.

Mit Prospect ungebrochen und gerollt 1 Thlr. 6 Sgr.

In dieser neuen, wesentlich verbesserten Ausgabe der „Weinkarte“ haben alle durch die Ereignisse von 1870/71 hervorgerufenen Aenderungen im Wein-Productions-Verhältnisse zwischen Deutschland und Frankreich die nöthige Beachtung gefunden.

Druck von Bär & Hermann in Leipzig.